

74.313

20. März 1974

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR

Forschungsbereich Kosmische Physik

**ZENTRALINSTITUT FÜR PHYSIK DER ERDE**

---

Veröffentlichungen des Zentralinstituts für Physik der Erde

Nr. 25

Q  
2548  
—  
25

# Zur Erhöhung der Störfreiheit langperiodischer Seismographensysteme

von

E. Unterreitmeier

Zentralinstitut Physik d. Erde  
Bibliothek  
Potsdam Bereich II

---

Als Manuskript gedruckt

Potsdam 1973

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR

Forschungsbereich Technische Physik

ZENTRALINSTITUT FÜR TECHNISCHE PHYSIK

Vorbereitung des Manuskripts für die Druckerei

1982

# Zur Einführung der Zähltechnik

## Langzeitstabilität des Zählrohrs

E. Lohmeyer

Abt. Technische Physik

1982

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Störungen und Störfreiheit	7
2. Auswirkungen auf das Seismographensystem	12
2.1. Bewegungsgleichung und Übertragungsfunktion für elektrodynamische Seismographensysteme	12
2.2. Die Beeinflussung der Übertragungsfunktion für elektrodynamische Seismographensysteme durch Störungen	19
2.3. Die Abhängigkeit der Konstanten von den Störfaktoren	23
2.3.1. Die Eigenperiode $T_s$ des Seismographen	23
2.3.2. Die Eigenperiode $T_g$ des Galvanometers	25
2.3.3. Die Dämpfung $\alpha_s$ des Seismographen	25
2.3.4. Die Dämpfung $\alpha_g$ des Galvanometers	26
2.3.5. Der Übertragungsfaktor $\kappa$	27
2.3.6. Der Rückwirkungsfaktor $\sigma$	27
2.3.7. Die Nullage des Galvanometers	28
2.3.8. Störungen an Meßleitungen	28
2.4. Phänomenologische Deutungen des Einwirkens der Störungen auf elektrodynamische Seismographensysteme	28
3. Analyse der Störeffekte des vertikalen mechanischen Empfängers	31
3.1. Störungen durch Umwelteinflüsse	31
3.1.1. Das resultierende Moment beim LA-COSTE-PENDEL	32
3.1.2. Temperaturempfindlichkeit	36
3.1.3. Dichteänderungen. Einfluß von Luftdruck, Feuchte und Wind	39
3.1.4. Schwereänderungen	49
3.1.5. Abschätzung der Störeinflüsse für die Seismographen VSJ-I und VSJ-I/L	49
3.2. Störeffekte aus der Konstruktion des mechanischen Empfängers	54
3.2.1. Das Blattfedergelenk	54
3.2.2. Die Schraubenzugfeder. Andere konstruktive Lösungen	59
4. Methoden zur Kompensation von Störungen und zur Erhöhung der Störfreiheit bei Beibehaltung des ursprünglichen Seismographensystems	64
4.1. Die Verbesserung des Temperaturverhaltens des Seismographen	64
4.1.1. Das Problem der Erdtemperatur nach SOMMERFELD	64
4.1.2. Das Temperaturverhalten des Gerätesockels	68
4.1.3. Der Seismograph und sein thermisches Verhalten in konventioneller Aufstellung	73
4.1.4. Eine verbesserte Seismographenaufstellung	76
4.2. Verringerung der Temperaturempfindlichkeit	76
4.2.1. Thermisch konstruktionskompensierter mechanischer Empfänger	76
4.2.2. Kompensationsvorrichtung aus Bimetall	82
4.3. Verringerung der Abhängigkeit von Wind-, Feuchte- und Luftdruckschwankungen	89
4.3.1. Auftriebskompensation	89
4.3.2. Dichtestaolisierung	91
4.3.3. Druckdichte Abschirmung	92

5.	Elektronischer Seismograph mit Rückführung und Filterung zur Erhöhung der Störfreiheit und als Mittel zur Einführung moderner Methoden der Datenerfassung und -verarbeitung in die Seismometrie	93
5.1.	Signalabnahme und geregeltes Seismographensystem	93
5.1.1.	Die wegproportionale Signalabnahme im Seismographen	93
5.1.2.	Die Gleichungen des Regelkreises	98
5.2.	Theorie des geregelten Seismographen	101
5.2.1.	Einfacher Regelkreis mit Tiefpaß 1. Ordnung	101
5.2.2.	Einfacher Regelkreis mit Tiefpaß 2. Ordnung	109
5.2.3.	Die möglichen Betriebsarten des Regelkreises und die Bedingungen für seine Stabilität	116
5.2.4.	Die Charakteristiken der TP2-Rückführung im vollen Übertragungsbereich	121
5.3.	Auswirkungen auf die Störfreiheit	127
5.4.	Die Filterung im Signalzweig zur Formung der Übertragungscharakteristik	133
5.5.	Das physikalische System des elektronischen Seismographen	136
5.5.1.	Der modifizierte mechanische Empfänger	136
5.5.2.	Das Wandler-System	138
5.5.2.1.	Die Forderungen an ein ideales Wandler-System und bekannte Wandler-Systeme in der Seismometrie	138
5.5.2.2.	Der neue lineare Geber zur Frequenzmodulation des Trägers im Wandler-System	141
5.5.2.3.	Der Aufbau des Gebers und des Modulators	150
5.5.2.4.	Die Demodulatoreinheit	161
5.5.3.	Der Aufbau des geregelten Systems	165
5.5.4.	Aktive Filterung unter Einsatz der Operationsverstärker-Schaltungstechnik	168
5.5.5.	Die Ausführung der Filterung im Signalzweig und des Rückführungszweiges	170
5.6.	Registrierungen mit dem elektronischen Seismographen	172
5.7.	Der Anwendungsbereich des elektronischen Seismographen	186
6.	Zusammenfassung der Ergebnisse	191
	Literatur	194

## Zusammenfassung

Es werden Methoden und Geräte beschrieben, die geeignet sind, die Störfreiheit langperiodischer Seismographen zu erhöhen. Die Untersuchungen basieren auf einer kritischen Analyse des Einwirkens und der Übertragung von Umweltstörungen bei Seismographen und von deren Aufstellung und Unterbringung. Als allgemeine Lösung zur Verbesserung des gestörten Zustandes wird ein elektronischer Seismograph in Theorie, Realisierung und Anwendungsbereich vorgestellt.

## Summary

Methods and devices are described that are suitable to increase the freedom from interference of long-period seismographs. The studies are based on a critical analysis of the effects and the transmission of environmental interferences with seismographs and the setting up and accommodation of the latter. As a general solution for the improvement of the disturbed condition an electronic seismograph, its underlying theory, design and field of application are described.

## Résumé

On décrit des méthodes et des appareils capables et convenables pour augmenter l'insensibilité aux perturbations des sismographes à périodes longues. Les études sont basées sur une analyse critique de l'influence et de la transmission de perturbations de l'ambiance sur les sismographes et de leurs installation et logement. A titre de solution générale en vue d'améliorer l'état perturbé, on présente un sismographe électronique en théorie, réalisation pratique et champ d'application.

## Резюме

Описываются методы и приборы, пригодные к тому, чтобы повысить степень неподверженности помехам сейсмографов длительнопериодического действия. Исследования основываются на критическом анализе воздействия и передачи помех из окружающей сферы на сейсмографы, а также из установки и размещения. Как общедействительное решение для улучшения нарушенного состояния представляется электронный сейсмограф по вопросам теории, реализации и области применения.



## 1. Störungen und Störfreiheit

Ein Seismograph ist ein komplexes physikalisches Gerät zur Aufzeichnung von Erdbeben und erdbebenähnlichen Vorgängen, das an seinem Aufstellungsort auch unerwünschten physikalischen Einflüssen unterworfen ist, die über die Abhängigkeit der Konstruktion des Seismographen von diesen als Störungen in die Aufzeichnungen gelangen.

Abb. 1 zeigt die Aufzeichnung eines Seismographensatzes mit Störeffekten über einen Zeitraum von mehreren Stunden; während die Horizontalkomponenten N-S und E-W im oberen Teil des Bildes störfrei arbeiten und eine gute Konstanz des Nullpunktes zeigen, hat im Vergleich dazu die Vertikalkomponente Z starke Störwellen nichtseismischen Ursprunges in ihrer Aufzeichnung. Diese überlagern sich dann im allgemeinen anderen seismischen Ereignissen und überdecken diese womöglich oder verzerren sie und machen eine Identifizierung schwierig oder sogar unmöglich.

Die Ursache für diese unerwünschten und störenden Wellen in den Registrierungen sind physikalische Vorgänge, die Periodizitäten besitzen, welche in den Übertragungsbereich des Seismographen für seismische Wellen fallen und über die Abhängigkeit des Seismographen von den Bedingungen an seinem Aufstellungsort in die Aufzeichnungen gelangen. Abb. 2 zeigt eine Gegenüberstellung von Periodizitäten erwünschter und unerwünschter physikalischer Vorgänge in einem Periodenbereich von 0,1 s bis 1000 s. Im unteren Teil des Bildes sind die Perioden von Erdbeben und erdbebenähnlichen Vorgängen in einer groben Unterteilung aufgetragen. Es sind dies die erwünschten, also Nutzsignale, die ausschließlich registriert werden sollen. Von links nach rechts folgen aufeinander:

- die künstlichen Erschütterungen von etwa 0,1 s ... 1 s ,
- die Raumwellen von Erdbeben bei etwa 1 s ,
- die Mikroseismik aus dem Wettergeschehen über Meer, Küste und dem Festland von etwa 3 s ... 15 s ,
- die Oberflächenwellen aus Erdbeben von etwa 5 s ... 3600 s.

Daran schließen sich in Richtung sehr großer Perioden die Tiden an. Dem stehen die anderen physikalischen Vorgänge gleicher oder ähnlicher Periodizität im oberen Teil der Abbildung gegenüber, die störend auf die Aufzeichnungen von mechanischen Schwingungen durch einen Seismographen wirken:

- die Dichteschwankungen des den Seismographen umgebenden Mediums durch Wind, Luftdruckänderungen, Feuchteänderungen, Luftschallstoß mit Periodizitäten über den gesamten Bereich,
- Temperaturschwankungen von einigen Sekunden Periode bis zu sehr langperiodischen Driften,
- das elektronische Rauschen über den gesamten Bereich, falls das Gerät elektronische Baugruppen im Signalweg enthält bzw. einen elektrischen oder magnetischen Wandler besitzt,
- mechanische Störschwingungen aus der Konstruktion des Seismographen durch Federn oder ähnliche Bauteile,
- mechanische Alterungen und
- elektronische Driften mit sehr großer Periode bzw. als aperiodischer Vorgang.

Alle diese störenden Faktoren treten mit unterschiedlichen Auswirkungen auf und verursachen Störsignale in den Aufzeichnungen. Wir wollen hier vereinbaren, daß wir un-

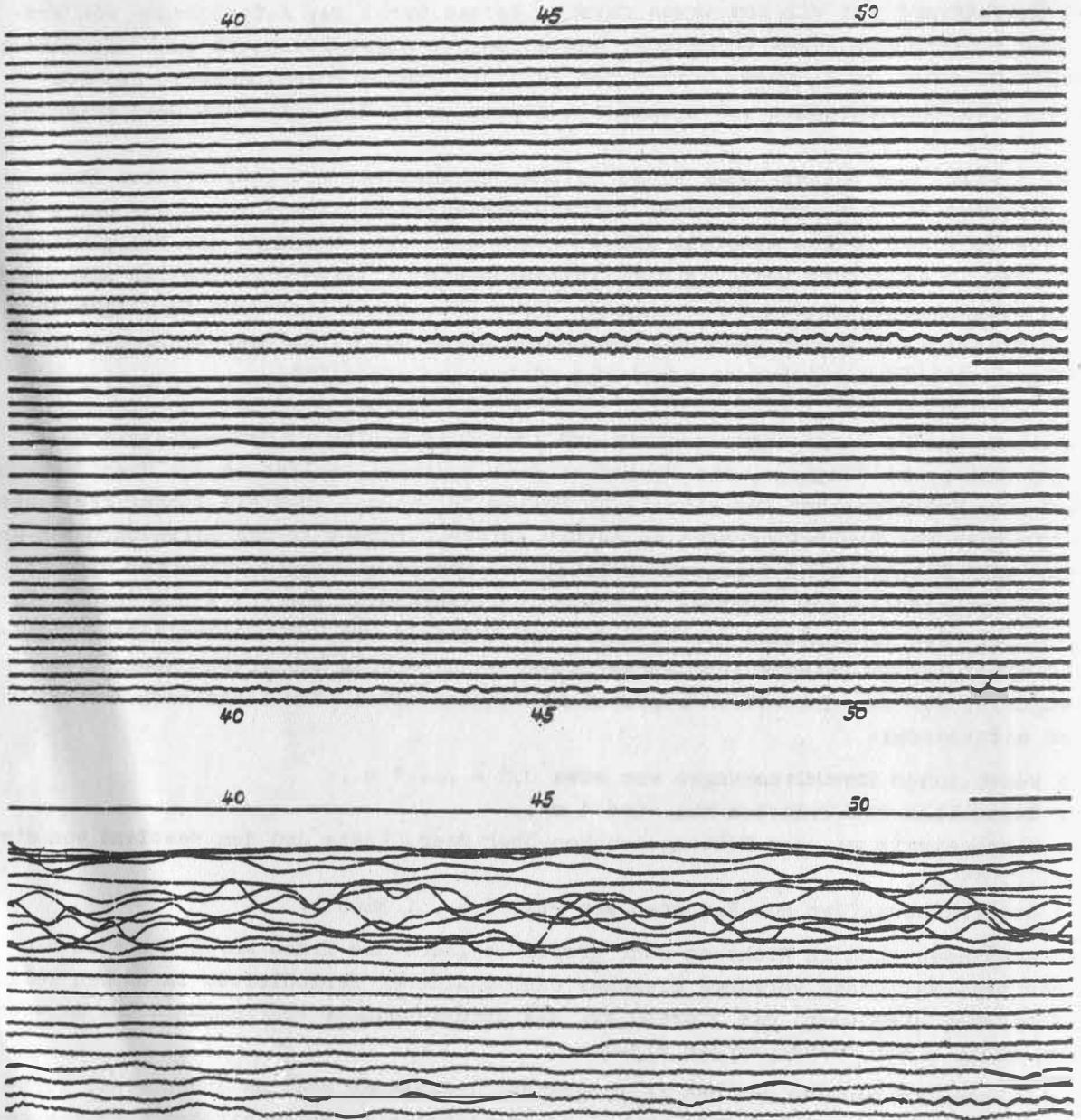
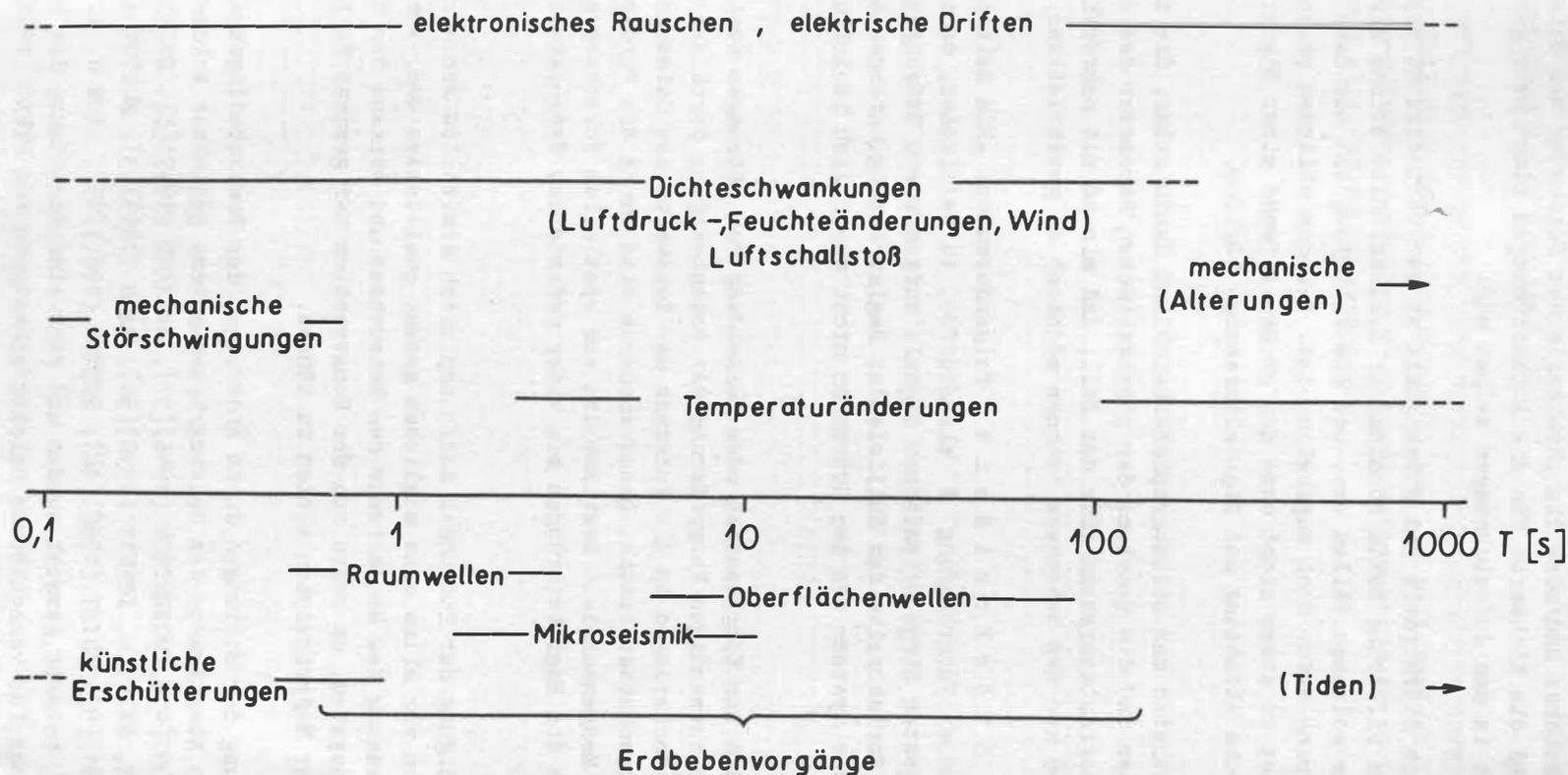


Abb. 1



Periodizität einiger physikalischer Vorgänge

Abb. 2

ter Störungen Einflüsse nichtseismischen Ursprungs verstehen, die in Aufzeichnungen seismische Signale vortäuschen und/oder die physikalischen Parameter des Seismographen beeinflussen, so daß die Eichwerte für die Aufzeichnungen nicht mehr gelten, was sich nicht unbedingt in den Aufzeichnungen zeigen muß.

In den Fällen, wo sich Störsignale und Nutzsignale in der Periodizität wesentlich unterscheiden, kann eine Filterung beide voneinander trennen. Eine solche Situation liegt jedoch nur in sehr seltenen Fällen vor, und die Filterung ist nur dann anwendbar, wenn die Registrierung dafür noch zugänglich ist. Bei den üblichen photographischen Registrierungen ist so etwas nicht ohne den großen Aufwand einer Signalumwandlung, z. B. durch optische Abtastung und Digitalisierung, möglich.

Es muß daher das Bestreben der Seismographenentwicklung dahin gehen, die Aufzeichnungen störfrei zu halten und die Konstanz der physikalischen Parameter des Seismographen oder auch Seismographensystems (für den Fall, daß wir es mit mehreren Bestandteilen zu tun haben und das besonders betonen möchten) zu gewährleisten.

Wir definieren die **S t ö r f r e i h e i t** folgendermaßen: „Ein Seismographensystem ist bei vorgegebener Vergrößerung  $\mathcal{D}$  als störfrei zu bezeichnen, wenn bei Abwesenheit eines im weitesten Sinne seismischen Signals aufgenommene Störungen nichtseismischer Art in der Strichbreite der Nulllinie der Registrierung untergehen und die Übertragungskurve des Systems von den Störungen nicht wesentlich beeinflußt wird.“

Wie weit man Maßnahmen zur Kompensation oder Vermeidung von Störungen treibt, hängt natürlich von der notwendigen Vergrößerung der Bodenbewegung durch den Seismographen ab und von den Forderungen an die Konstanz der Kennwerte des Seismographensystems, der Übertragungscharakteristik. Diese wiederum sind durch die Forderungen der Seismologen an die Meßgenauigkeit bestimmt und vom speziellen Forschungsgegenstand abhängig, für den die Registrierungen mit einer geforderten Genauigkeit ausgewertet werden sollen.

Nicht nur die Beseitigung der Störungen durch empirisch ermittelte Abschirmmaßnahmen ist wichtig, sondern vor allem eine möglichst genaue qualitative und, soweit möglich, quantitative Erfassung des Mechanismus des Entstehens und Wirkens der Störeinflüsse im Seismographensystem, um schon von der Konstruktion her gewisse Fehlerquellen zu umgehen oder neue Meßprinzipien wählen zu können.

Während zur Entstehung der Störungen durch Änderungen der Umweltbedingungen - und zum Problem des äußeren Abschirmens des Seismographensystems gegenüber solchen - Ergebnisse von LYNCH (1939)[41], ROBERTSON (1946)[57], BERNARD (1947)[5], EWING u. PRESS (1953)[23], PRESS, EWING u. LEHNER (1958)[54], BÅTH (1959)[3], SUTTON u. OLIVER (1959)[67], BOGERT (1961)[9], BUIST (1962)[12], SUTTON (1962)[65], BLUM u. a. (1966)[8], TEUPSER (1967)[72] bekannt gemacht wurden und auch eine Berechnung des inneren instrumentellen Rauschens für verschiedene Seismographentypen von BYRNE (1961)[16] vorliegt, gibt es an quantitativen Aussagen nur zum Problem des Einwirkens von atmosphärischen Störungen auf einen speziellen Seismographen unter einfachen Annahmen eine Arbeit von CRARY u. EWING (1952)[17] und für die statische Empfindlichkeit von Vertikalseismographen gegenüber Temperatur-, Druck- und Schwereänderungen aus

der Konstruktion eines LA-COSTE-Empfängers abgeleitete Formeln in einer Arbeit des Verfassers (UNTERREITMEIER 1969 [81]).

Hier soll versucht werden, den Wirkmechanismus der Veränderungen der Umweltparameter auf Seismographensysteme zu verfolgen und mathematisch zu erfassen, um mit den Ergebnissen vorhandene Systeme störungsunempfindlicher zu machen und für neue Konstruktionen alte Fehler zu vermeiden.

## 2. Auswirkungen auf das Seismographensystem

### 2.1. Bewegungsgleichung und Übertragungsfunktion für elektrodynamische Seismographensysteme

Die in elektrodynamischen Seismographensystemen verwendeten mechanischen Empfänger sind normalerweise starre Körper, die als physische Pendel der Masse  $M$  Dreh-schwingungen um einen Winkel  $\varphi$  um die Nulllage in einer Ebene senkrecht zu einer durch die Aufhängung gehenden Drehachse  $O$  ausführen können und die weiterhin charakterisiert sind durch

$$(1) \left\{ \begin{array}{l} \text{den Schwerpunktabstand } \overline{OM} = r_0 \text{ von der Drehachse,} \\ \text{das Drehmoment } \mathfrak{M} = Mr_0 \text{ und} \\ \text{das Trägheitsmoment } \theta_s = \int r^2 dm \text{ bzgl. dieser Drehachse,} \\ \text{die reduzierte Pendellänge } r_1 \equiv l = \theta_s / Mr_0 \text{ sowie} \\ \text{die Eigenperiode } T_0 = 2\pi \sqrt{l/g} . \end{array} \right.$$

Durch Neigen der Drehachse und Anwendung von Federkräften zur Aufhebung der Schwerkraft erreicht man eine Verlängerung der Eigenperiode auf

$$(2) T_s = N T_0 = N 2\pi \sqrt{l/g} .$$

$N$  ist der Periodenverlängerungskoeffizient, eine wichtige Kenngröße der jeweils verwendeten Konstruktion, früher häufig „Astasierungsfaktor“ genannt (BERLAGE 1932[4]; MARTIN 1935[43]; MEISSER, 1935[45]).

Bei einer Einstellung der Drehachse annähernd parallel zum Schwerkraftvektor des Erdschwerefeldes wird aus dem physischen Pendel ein langperiodischer **H o r i z o n - t a l s e i s m o g r a p h**, der nur auf Kräfte anspricht, die senkrecht zur Schwerkraft stehen. Bei einer Einstellung der Drehachse senkrecht zur Schwerkraft und Anwendung einer Federkraft zur Aufhebung der Schwerkraft wird aus dem physischen Pendel ein langperiodischer **V e r t i k a l s e i s m o g r a p h**, dessen Massenmittelpunkt sich in einer Ebene durch die Drehachse befindet und der nur auf Kräfte anspricht, die parallel zur Schwerkraft wirken. Da beide Seismographentypen Drehschwinger sind, gelten die obigen Feststellungen nur für Auslenkungen aus der Gleichgewichtslage, in der sich der Seismograph bei Abwesenheit von äußeren Kräften befindet und in die er nach Ablauf des Wirkens solcher Kräfte, die infinitesimal klein gegen die äußeren Abmessungen des Seismographen sind, stets zurückkehrt. Das ist für Beben erfüllt, sofern sich der Seismograph nicht im Herdgebiet des Bebens befindet.

Der zur Befestigung des sich bewegenden starren Körpers dienende Teil des Seismographen, der sich auf einem mit dem Untergrund mechanisch gut verbundenen starren Sockel befindet, wird als **G e s t e l l**, der sich relativ dazu bewegende Teil als **G e h ä n g e** des mechanischen Empfängers bezeichnet. Mit dem Sockel und dem Gestell verbunden führen wir ein Koordinatensystem ein, das wir nach Bedarf bei den speziellen Untersuchungen wählen und dessen eine Richtung stets mit dem Schwerkraftvektor zusammenfallen soll.

Das Gehänge wird weiterhin charakterisiert durch ein Volumen  $V$ , welches von ihm verdrängt wird, durch den Abstand des Volumenmittelpunktes von der Drehachse  $OV = r_V$  und durch ein daraus resultierendes Auftriebsmoment

$$(3) \quad \mathbb{M}_V = V \varrho g r_V,$$

wobei  $\varrho$  die Dichte des vom Gehänge verdrängten Mediums und  $g$  die Schwerebeschleunigung bedeuten.

Die zeitliche Bewegung  $\varphi(t)$  eines fixierten Punktes des Gehänges relativ zum Gestell wird abgetastet und mit einer bestimmten Vergrößerung  $\mathbb{B}$  registriert.  $\varphi(t)$  ergibt sich rechnerisch als Lösung der Bewegungsgleichung des Seismographen bzw. des Seismographen mit den mit ihm verbundenen schwingfähigen Teilen des Systems wie dem Galvanometer oder Filtern unter der Einwirkung äußerer mechanischer Kräfte aus Beben oder bebenähnlichen Vorgängen.

Zur Aufstellung der Differentialgleichung des kräftefreien mechanischen Empfängers benutzen wir den Drehimpulssatz

$$(4) \quad \frac{d}{dt} (\theta_s \dot{\varphi}) = - \sum_i \mathbb{M}_i.$$

Für konstantes Trägheitsmoment wird daraus

$$(5) \quad \theta_s \ddot{\varphi} + \mathbb{M}_R + \mathbb{M}_D = 0$$

mit  $\mathbb{M}_R$  als Rückstellmoment und  $\mathbb{M}_D$  als Moment der Dämpfungskräfte, die beide der Auslenkung  $\varphi$  entgegenwirken (KIRNOS 1960[32]). Wir fordern für  $\mathbb{M}_R$  und  $\mathbb{M}_D$  Linearität in  $\varphi$  bzw.  $\dot{\varphi}$  und erhalten aus einer nach dem linearen Glied abgebrochenen Reihenentwicklung unter den Gleichgewichtsbedingungen

$$(6) \quad \mathbb{M}_R(\varphi = 0) = 0, \quad \mathbb{M}_D(\dot{\varphi} = 0) = 0,$$

$$(7) \quad \theta_s \ddot{\varphi} + \frac{\partial \mathbb{M}_D(0)}{\partial \dot{\varphi}} \dot{\varphi} + \frac{\partial \mathbb{M}_R(0)}{\partial \varphi} \varphi = 0.$$

Das ergibt die bekannte Form für die Schwingungsgleichung eines gedämpften linearen Schwingers bei Abwesenheit von äußeren Kräften:

$$(8) \quad \ddot{\varphi} + 2 \alpha_s \omega_s \dot{\varphi} + \omega_s^2 \varphi = 0,$$

$$(9) \quad 2 \alpha_s \omega_s = \frac{\partial \mathbb{M}_D(0)/\partial \dot{\varphi}}{\theta_s},$$

$$(10) \quad \omega_s^2 \equiv \left(\frac{2\pi}{T_s}\right)^2 = \frac{\partial \mathbb{M}_R(0)/\partial \varphi}{\theta_s}$$

mit  $\alpha_s$  als Dämpfung und  $\omega_s$  als Eigenfrequenz des mechanischen Empfängers. Aus (10) folgt sofort

$$(11) \quad T_s = 2\pi \sqrt{\frac{\theta_s}{\partial \mathbb{M}_R(0)/\partial \varphi}} = 2\pi N \sqrt{1/g}$$

und hieraus unter Verwendung von (1)

$$(12) \quad N^2 = \frac{\theta_s}{\partial \mathbb{M}_R(0)/\partial \varphi} g = \frac{M r_o g}{\partial \mathbb{M}_R(0)/\partial \varphi}.$$

Die elektrodynamischen Seismographen besitzen einen aus Tauchspule und Magnet-system bestehenden elektrodynamischen Wandler, der einen der Winkelgeschwindigkeit  $\dot{\varphi}$  proportionalen Strom liefert; dieser wird über ein passives Anpassungsglied, den sogenannten Empfindlichkeitsregler, auf ein Spiegelgalvanometer geführt, dessen Auslenkungen  $\psi$  mittels eines Lichtzeigers photographisch registriert werden.

Unter Vernachlässigung von Drehgeschwindigkeiten, Drehbeschleunigungen und Neigungen (ULLMANN 1956[78]) lautet das linearisierte DGL.-System eines elektrodynamischen Seismographensystems, das auf Beschleunigungen in der Z-Komponente hauptsächlich anspricht (TEUPSER 1962[70]):

$$(13) \begin{cases} \ddot{\varphi} + 2 \alpha_s \omega_s \dot{\varphi} + \omega_s^2 \varphi \approx \frac{1}{I} \ddot{Z} + \frac{4 \alpha_s \omega_s \alpha_g \omega_g \sigma^2}{\kappa} , \\ \ddot{\psi} + 2 \alpha_g \omega_g \dot{\psi} + \omega_g^2 \psi = \kappa \dot{\varphi} , \end{cases}$$

wo  $\alpha_g$  die Galvanometerdämpfung,  $T_g = 2\pi/\omega_g$  die Galvanometereigenperiode,  $\kappa$  den Übertragungsfaktor und  $\sigma$  den Rückwirkungsfaktor bezeichnen.

Die für die Aufzeichnungen wichtigen Übertragungseigenschaften erhält man durch Anwendung der LAPLACE-Transformation  $\mathcal{L}$  auf die DGL., Übergang zur FOURIER-Transformation, Rücktransformation und Aufspaltung der komplexen Übertragungsfunktion in eine Amplituden- und eine Phasencharakteristik unter der Voraussetzung einer rein sinusförmigen Bodenverrückung bei Vernachlässigung von Einschwingvorgängen (TEUPSER 1962[70]).

Aus der Originalfunktion  $F(t)$  mit

$$(14) \quad F(t < 0) = 0$$

erhält man durch Anwendung der LAPLACE-Transformation  $\mathcal{L}$  die Bildfunktion  $f(s)$

$$(15) \quad f(s) = \mathcal{L} F(t) = \int_0^{\infty} F(t) e^{-st} dt .$$

Die Umkehrung, die sogenannte Rücktransformation, lautet

$$(16) \quad \mathcal{L}^{-1} f(s) = F(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} f(s) e^{st} ds .$$

Mit dem Verschwinden aller Grenzwerte der Funktionen bei  $t = 0$  (TEUPSER 1962[70]) wird das DGL.-System (13) in die Form

$$(17) \begin{cases} (s^2 + 2 \alpha_s \omega_s s + \omega_s^2) \bar{\varphi}(s) = -\frac{1}{I} s^2 \bar{Z}(s) + \frac{4 \alpha_s \alpha_g \omega_s \omega_g \sigma^2}{\kappa} s \bar{\psi}(s) , \\ (s^2 + 2 \alpha_g \omega_g s + \omega_g^2) \bar{\psi}(s) = \kappa s \bar{\varphi}(s) \end{cases}$$

übergeführt, wobei die Rechenregeln

$$(18) \quad \mathcal{L} F(t) = s f(s) , \quad \mathcal{L} \ddot{F}(t) = s^2 f(s)$$

und die Bezeichnungen

$$(19) \quad \mathcal{L} \varphi(t) = \bar{\varphi}(s) , \quad \mathcal{L} Z(t) = \bar{Z}(s) , \quad \mathcal{L} \psi(t) = \bar{\psi}(s)$$

benutzt werden. Die Auflösung nach  $\bar{\psi}(s)$  führt zu dem Ausdruck

$$(20) \quad \bar{\psi}(s) = -\frac{\kappa s^3 \bar{Z}(s)}{I g(s)}$$

mit dem Nennerpolynom

$$(21) \quad g(s) = (s^2 + 2 \alpha_s \omega_s s + \omega_s^2)(s^2 + 2 \alpha_g \omega_g s + \omega_g^2) - 4 \alpha_s \alpha_g \omega_s \omega_g \sigma^2 s^2.$$

Wird  $\bar{\psi}(s)$  jetzt bei bekanntem  $\bar{Z}(s)$  in den Originalraum zurücktransformiert, so erhält man das gesuchte  $\psi(t)$ , d. h. die Antwort des Seismographensystems auf den äußeren Einfluß  $\ddot{Z}(t)$ . Dazu sind die Wurzeln von  $g(s) = 0$  zu suchen. Das wird für  $\sigma \neq 0$  nicht ohne weiteres möglich, so daß man die Lösung auf Fälle spezieller Wahl der Parameter  $\alpha_s, \alpha_g, \omega_s, \omega_g, \dots$  beschränkt, auf sogenannte spezielle A o - s t i m m u n g e n .

Zur Gewinnung der Charakteristiken geht man vermöge der Substitution

$$(22) \quad s = i \omega$$

zur FOURIER-Transformation über und setzt damit den Fall einer rein sinusförmigen Bodenbewegung mit der Kreisfrequenz  $\omega$  voraus ohne Berücksichtigung der Einschwingvorgänge. Die Rücktransformation liefert dann

$$(23) \quad \psi(t) = -\frac{\kappa}{2\pi I} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{W}(\omega) \bar{Z}(i\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

mit

$$(24) \quad \mathcal{W}(\omega) = \frac{(i\omega)^3}{g(i\omega)} = W e^{i\chi}$$

als komplexer Übertragungscharakteristik.  $\mathcal{W}(\omega)$  läßt sich aufspalten in einen Realteil

$$(25) \quad W(\omega) = \omega^3 \times \{[(\omega^2 - \omega_s^2)(\omega^2 - \omega_g^2) - 4 \alpha_s \alpha_g \omega_s \omega_g \omega^2(1 - \sigma^2)]^2 + 4 \omega^2 [\alpha_g \omega_g (\omega^2 - \omega_s^2) + \alpha_s \omega_s (\omega^2 - \omega_g^2)]^2\}^{-1/2},$$

die Amplitudencharakteristik, und in einen Imaginärteil mit

$$(26) \quad \tan \chi = -\frac{(\omega^2 - \omega_s^2)(\omega^2 - \omega_g^2) - 4 \alpha_s \alpha_g \omega_s \omega_g \omega^2 (1 - \sigma^2)}{2 \omega [\alpha_g \omega_g (\omega^2 - \omega_s^2) + \alpha_s \omega_s (\omega^2 - \omega_g^2)]},$$

die Phasencharakteristik des elektrodynamischen Seismographens. Die sogenannte dynamische Vergrößerung  $\mathcal{V}$  ist dann

$$(27) \quad \mathcal{V} = \frac{2 L_g \kappa}{I} W(\omega)$$

mit  $L_g$  als Lichtzeigerlänge.

Der Übertragungsfaktor  $\kappa$  ist von der Anpassung des Galvanometers an den Seismographen abhängig. Bei Verwendung eines Widerstands-T-Gliedes mit  $R_1$  und  $R_2$  im Längsweig und  $R_3$  im Querweig sowie mit  $R_s, R_g$  als Innenwiderstand der Tauchspule des mechanischen Empfängers bzw. der Galvanometerspule wird nach TEUPSER (1962) [70]

$$(28) \quad \kappa = \frac{G_s G_g}{\theta_g} \frac{R_3}{(R_s + R_1)(R_g + R_2) + R_3(R_s + R_g + R_1 + R_2)}$$

mit

$G_s$  = elektrodynamische Konstante des mechanischen Empfängers,

$G_g$  = elektrodynamische Galvanometerkonstante,

$\theta_g$  = Trägheitsmoment des Galvanometers,

und der Rückwirkungsfaktor ist

$$(29) \quad \sigma = \frac{\kappa}{2} \sqrt{\frac{\theta_g}{\alpha_s \alpha_g \omega_s \omega_g \theta_s}}$$

Durch Wahl der sogenannten Parameter  $\alpha_s, \alpha_g, \omega_s, \omega_g, l, \kappa, \sigma$  entstehen spezielle Abstimmungen und Übertragungscharakteristiken entsprechend den Forderungen aus dem Einsatzbereich des Seismographen. Abb. 3 zeigt drei gebräuchliche standardisierte Abstimmungen für den seismologischen Stationsdienst (Station Moxa 1967). Die Geräte haben folgende Parameter:

- Typ A (kurzperiodische hochvergrößernde Abstimmung bei 1 s für die Registrierung von ersten Einsätzen aus Erdbeben und Sprengungen) - SKM-III :

$$(30) \quad \begin{cases} T_s = 1,6 \text{ s}, & \alpha_s = 0,5, \\ T_g = 0,4 \text{ s}, & \alpha_g = 2, \\ \sigma^2 = 0, & V_{\text{Max}} = 20\,000; \end{cases}$$

- Typ B (Breitbandabstimmung zwischen 0,1 s und 20 s für die Registrierung von Oberflächenwellen) - SSJ-I :

$$(31) \quad \begin{cases} T_s = 20 \text{ s}, & \alpha_s = 0,5, \\ T_g = 1,25 \text{ s}, & \alpha_g = 8, \\ \sigma^2 = 0,08, & V_{\text{Max}} = 1000; \end{cases}$$

- Typ C (ultralangperiodische Abstimmung zwischen 30 s und 90 s zur Registrierung ultralangperiodischer Oberflächenwellen) - SSJ-I/L :

$$(32) \quad \begin{cases} T_s = 30 \text{ s}, & \alpha_s = 1,42, \\ T_g = 85 \text{ s}, & \alpha_g = 0,5, \\ \sigma^2 = 0,12, & V_{\text{Max}} = 1200. \end{cases}$$

Es ist für prinzipielle Untersuchungen und Trendabschätzungen günstiger, mit einer stark vereinfachten, aber das Wesentliche erfassenden Kurve zu rechnen. Dazu vernachlässigen wir in (23) die Rückwirkung  $\sigma$  des Galvanometers auf den mechanischen Empfänger und können dann  $W(\omega)$  unter Beachtung der differenzierenden Wirkung des elektrodynamischen Gebers in die beiden Anteile  $U_s$  und  $U_g$  des Seismographen bzw. des Galvanometers aufspalten (TEUPSER 1960[69]):

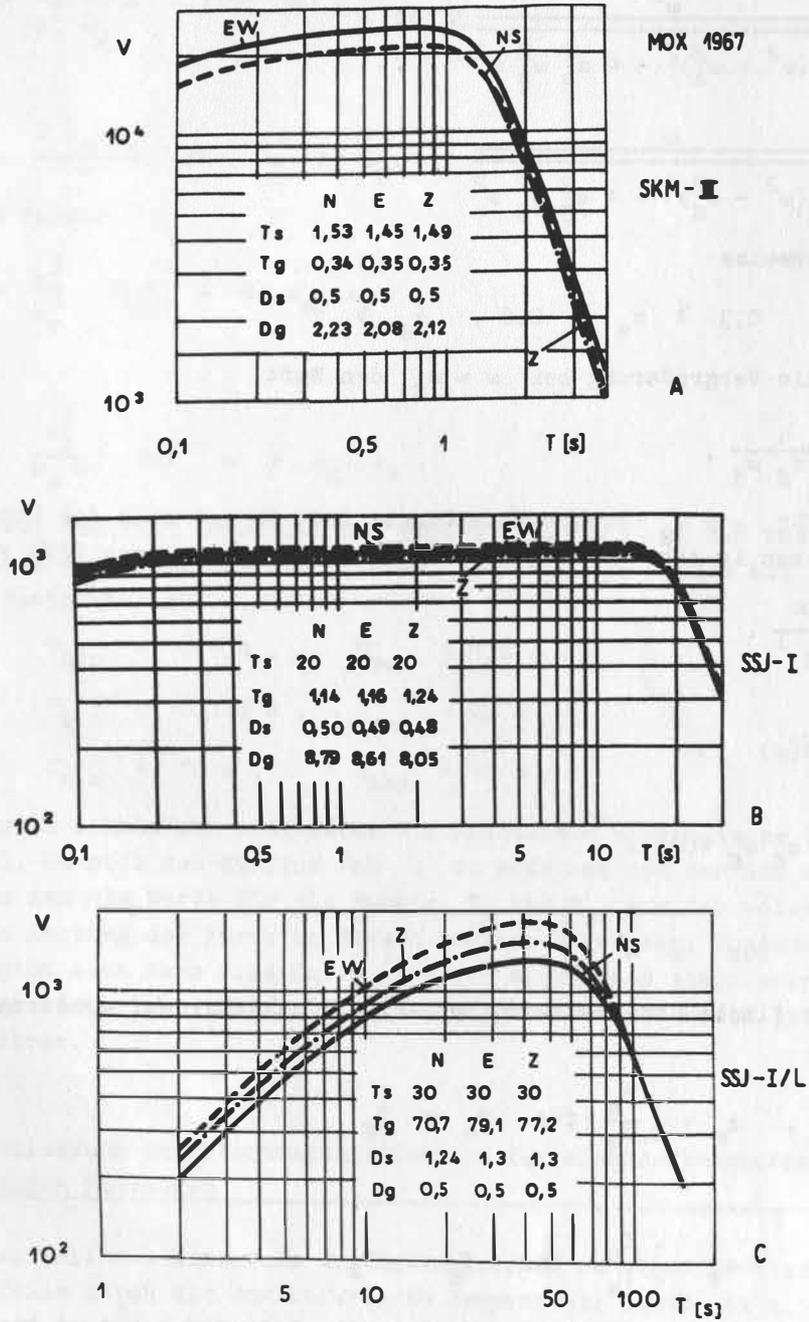


Abb. 3

$$(33) \begin{cases} W_{\sigma=0} = W_0(\omega) = \frac{U_s U_g}{\omega}, \\ U_s = \frac{\omega^2}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_s^2)^2 + 4 \alpha_s^2 \omega_s^2 \omega^2}}, \\ \frac{U_g}{\omega} = \frac{\omega}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_g^2)^2 + 4 \alpha_g^2 \omega_g^2 \omega^2}}. \end{cases}$$

Man wählt üblicherweise

$$(34) \quad \omega_s \ll \omega_g, \quad 0,3 \leq \alpha_s \leq 0,6, \quad \alpha_g \gg 1$$

und bekommt für die Vergrößerung bei  $\omega \approx \omega_g$  den Wert

$$(35) \quad W(\omega) \approx \frac{1}{2 \alpha_g \omega_g},$$

der in Näherung für  $\omega \approx \omega_g$  frequenzunabhängig ist. Es ist dies die Höhe des Plateaus der Charakteristiken in Abb. 3 und hat den Vergrößerungswert nach (27) von

$$(36) \quad \bar{D} = \frac{L_g \kappa}{\alpha_g \omega_g l}.$$

Normiert ist

$$(37) \quad D = \bar{D} \cdot \bar{W}(\omega)$$

und

$$(38) \quad \bar{W}(\omega) = 2 \alpha_g \omega_g W(\omega).$$

Dann ist

$$(39) \quad \bar{W}(\omega) \approx 1 \quad \text{für} \quad \omega \approx \omega_g.$$

Um eine möglichst flache und breite Charakteristik zu erhalten, wählt man (s. TEUPSER 1960[69])

$$(40) \quad \alpha_g = 0,5, \quad \alpha_s = \frac{1}{2} \frac{T_s}{T_g} \quad \text{für} \quad T_s > T_g$$

bzw.

$$(41) \quad \alpha_g = 0,5, \quad \alpha_s = \frac{1}{2} \frac{T_g}{T_s} \quad \text{für} \quad T_g > T_s.$$

(41) ergibt sich aus der Symmetrie von (25) in den Indizes  $s$  und  $g$ . Für diesen Fall einer „inversen“ Abstimmung nach (41) sind in (35) bis (39) ebenfalls die Indizes  $s$  und  $g$  zu vertauschen.

Man erhält nun nach BODE eine besonders einfache Darstellung einer Übertragungskurve im logarithmischen Maßstab, wenn man sich nur der Polstellen von  $W(\omega)$ , des normierten Plateaus und des asymptotischen Verhaltens für große und kleine  $\omega$  oder  $T$  zur Zeichnung bedient. Multiplikationen von Kurven werden dann in diesem Maßstab zu Additionen der entsprechenden Kurventeile (GÖLDNER 1970[25]). Für unsere Kurven A, B, C ist das normierte Plateau gleich 1, und das Verhalten der Übertragungskurve

ist

$$(42) \quad \bar{W}(\omega) \approx \frac{2 \alpha_B}{\omega_s^2 \omega_g} \omega^3 \quad \text{für } \omega \ll \omega_s, \omega_g$$

und

$$(43) \quad \bar{W}(\omega) \approx \frac{2 \alpha_B \omega_g}{\omega} \quad \text{für } \omega \gg \omega_g, \omega_s .$$

Mit (40) wird daraus

$$(44) \quad \bar{W}(\omega) \approx \frac{\omega^3}{\omega_s^3} \quad \text{für } \omega \ll \omega_s, \omega_g$$

und

$$(45) \quad \bar{W}(\omega) \approx \frac{\omega_g^2}{\omega_s \omega} \quad \text{für } \omega \gg \omega_g, \omega_s .$$

Die Geraden (44) und (45) schneiden die Gerade  $\bar{W}(\omega) = 1$  in den Punkten  $\omega_s$  bzw.  $\omega_g^2/\omega_s$  und haben ein Verhalten wie  $\omega^3$  bzw.  $1/\omega$ . Mit den Werten aus (30), (31) ergibt das die Festpunkte für

$$(46) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \text{Typ A:} & T_{\min} = 0,1 \text{ s}, \quad T_{\max} = 1,6 \text{ s}, \\ \text{Typ B:} & T_{\min} = 0,112 \text{ s}, \quad T_{\max} = 20 \text{ s}, \\ \text{Typ C:} & T_{\min} = 10 \text{ s}, \quad T_{\max} = 90 \text{ s}. \end{array} \right.$$

Mit diesen Werten erhält man eine recht übersichtliche schematische Darstellung der Kurve (Abb. 4). Um noch den Einfluß von  $\sigma$  zu erfassen und den der Näherung zu eliminieren, kann man die Werte für die Punkte  $T_g$  und  $T_s$  aus der vollen Gleichung (25) sowie den Anstieg der Kurve in diesen Punkten berechnen. Zusammen mit den Asymptoten ergibt sich dann eine Kurve, die der wirklichen schon sehr nahe kommt. Wir wollen die schematische Darstellung des weiteren benutzen, um prinzipielle Sachverhalte zu klären.

## 2.2. Die Beeinflussung der Übertragungsfunktion für elektrodynamische Seismographensysteme durch Störungen

Im konkreten Fall des Einsatzes des Seismographen in einer Station sind dessen konstruktive Teile durch die Umweltfaktoren Temperatur, Luftdruck u. a. beeinflusst. Wir nennen diese Faktoren Störgrößen  $S_i$ . Sie sind zeitlich veränderliche Größen

$$(47) \quad S_i = S_i(t) .$$

Da die Parameter des Systems von den mechanischen und elektrischen Bemessungen abhängen, also durch die Konstruktion gegeben sind, werden sie zu Größen, die der zeitlichen Variation der  $S_i(t)$  folgen. Zum Zeitpunkt  $t_0$  sei das Gerät unter den Umweltparametern  $S_{i0}$  aufgestellt worden. Im Moment der Aufstellung ist keine Beeinflussung durch die  $S_{i0}$  vorhanden, da das Gerät auf einen Nullpunkt eingestellt wird. Bei Änderungen, also Differenzen

$$(48) \quad S_i(t) - S_{i0}(t_0) = s_i(t), \quad t > t_0, \quad s_i(0) = s_{i0} = 0 ,$$

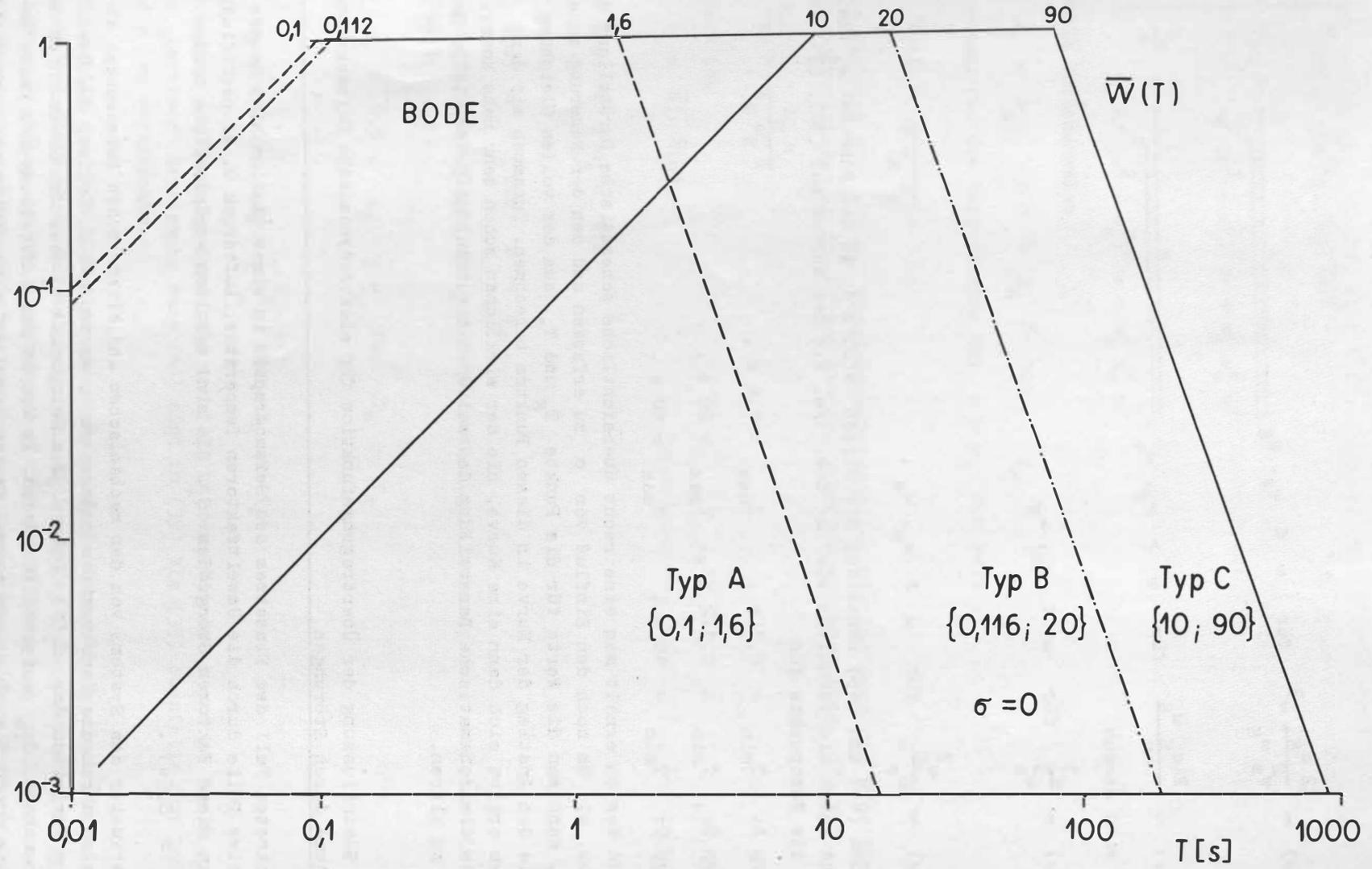


Abb. 4

kommt es jedoch zu Änderungen der Seismographenparameter. Wir betrachten die Störwirkungen nicht als äußere Einflüsse in dem Sinne, daß sie als äußeres Signal in die DGL. für die Bewegung eingefügt werden, sondern daß sie auf die konstruktiven Parameter des Systems einwirken. Dann bleibt nicht die störfreie DGL. mit einem den Störauswirkungen äquivalenten Zusatzterm als äußeres Signal stehen, sondern es muß die DGL. aus dem Drehimpulssatz bei veränderlichem Trägheitsmoment und von den Störgrößen abhängigen Momenten aufgestellt werden, um zu sehen, in welcher Weise die Störungen wirken. Es gilt also allgemein

$$(49) \quad \theta_s = \theta_s(\text{Konstruktion}) = \theta_s[s_i(t)] = \theta_s(t)$$

und damit

$$(50) \quad \frac{d}{dt}(\theta_s \dot{\varphi}) = \theta_s \ddot{\varphi} + \dot{\theta}_s \dot{\varphi} = -\sum_i \mathfrak{M}_i .$$

Es gilt dann ebenfalls

$$(51) \quad \mathfrak{M}_i = \mathfrak{M}_i(\varphi, \dot{\varphi}, \ddot{\varphi}, \dots; s_j) .$$

Für das Rückstellmoment fordern wir wieder Proportionalität zum Auslenkwinkel  $\varphi$ :

$$(52) \quad \mathfrak{M}_R \sim \varphi$$

mit der Gleichgewichtsbedingung

$$(53) \quad \mathfrak{M}_R(\varphi = 0, s_i = 0) = 0$$

des mechanischen Empfängers. Eine Reihenentwicklung für kleine  $\varphi$  und  $s_i$  in der Nähe von Null liefert für die ersten Glieder

$$(54) \quad \mathfrak{M}_R = \mathfrak{M}_R(\varphi, s_i) = \mathfrak{M}_R(0, 0) + \frac{\partial \mathfrak{M}_R(0)}{\partial \varphi} \varphi + \sum_i \frac{\partial \mathfrak{M}_R(0)}{\partial s_i} s_i + \dots .$$

Wir fordern Linearität und brechen die Reihe ab. Dann wird

$$(55) \quad \mathfrak{M}_R(\varphi, s_i) \approx \frac{\partial \mathfrak{M}_R(0)}{\partial \varphi} \varphi + \sum_i \frac{\partial \mathfrak{M}_R(0)}{\partial s_i} s_i .$$

Als Folge der Linearität ergibt sich die additive Verknüpfung des bekannten rücktreibenden Momentes mit einer Summe von Störmomenten:

$$(56) \quad \mathfrak{M}_R(\varphi, s_i) \approx \mathfrak{M}_R(\varphi) + \sum_i \mathfrak{M}_R^i(s_i) .$$

Die Dämpfungsvorrichtungen des mechanischen Empfängers seien so konstruiert, daß

$$(57) \quad \mathfrak{M}_D \sim \dot{\varphi}$$

gilt. Das liefert in ähnlicher Weise wie zuvor unter der Bedingung

$$(58) \quad \mathfrak{M}_D(\dot{\varphi} = 0, s_j = 0) = 0$$

bei Beachtung nur der linearen Anteile in der Reihenentwicklung

$$(59) \quad \mathfrak{M}_D = \mathfrak{M}_D(\dot{\varphi}, s_j) \approx \frac{\partial \mathfrak{M}_D(0)}{\partial \dot{\varphi}} \dot{\varphi} + \sum_j \frac{\partial \mathfrak{M}_D(0)}{\partial s_j} s_j ,$$

$$(60) \quad \mathfrak{M}_D(\dot{\varphi}, s_j) \approx \mathfrak{M}_D(\dot{\varphi}) + \sum_j \mathfrak{M}_D^j(s_j) .$$

Dann lautet die DGL. für die kräftefreie Bewegung unter Einschluß der veränderlichen Störgrößen  $s_i$  bei Verwendung des Gleichheitszeichens für die weiteren Rechengänge

$$(61) \quad \theta_s \ddot{\varphi} + \dot{\theta}_s \dot{\varphi} + \frac{\partial \mathbb{M}_R(0)}{\partial \varphi} \varphi + \sum_i \frac{\partial \mathbb{M}_R(0)}{\partial s_i} s_i + \frac{\partial \mathbb{M}_D(0)}{\partial \dot{\varphi}} \dot{\varphi} + \sum_j \frac{\partial \mathbb{M}_D(0)}{\partial s_j} s_j = 0 .$$

Sortieren wir (61), so ergibt sich eine Darstellung

$$(62) \quad \theta_s \ddot{\varphi} + \left( \frac{\partial \mathbb{M}_D(0, 0)}{\partial \dot{\varphi}} + \dot{\theta}_s \right) \dot{\varphi} + \frac{\partial \mathbb{M}_R(0, 0)}{\partial \varphi} \varphi = - \sum_i \frac{\partial \mathbb{M}_D(0, 0)}{\partial s_i} s_i - \sum_j \frac{\partial \mathbb{M}_R(0, 0)}{\partial s_j} s_j = \\ = - \sum_i \frac{\partial [\mathbb{M}_D(0, 0) + \mathbb{M}_R(0, 0)]}{\partial s_i} s_i .$$

Die linke Seite der Gleichung ist von bekannter Form, erweitert durch einen Beitrag  $\dot{\theta}_s$  zum Faktor von  $\dot{\varphi}$ , und die rechte Seite ist der Einfluß der Störung. Für langsame Umweltänderungen, deren Periode groß gegenüber den Nutzperioden der gewählten Abstimmung ist, stellt der Term mit  $s_i$  eine langsam veränderliche Nullpunktverschiebung dar, die in elektrodynamischen Seismographensystemen nicht registriert wird, was einen der Hauptvorteile der galvanometrischen Registrierung im Vergleich mit den zuvor verwendeten direkt registrierenden mechanischen Empfängern bildet. Letztere zeichnen die Nullpunktverlagerung voll auf.

Sind die Periodizitäten der Störfunktionen  $s_i(t)$  vergleichbar mit dem durch die gewählte Abstimmung selektierten Periodenbereich, so werden sie wie Signale verarbeitet und verstärkt. Es ist dann möglich, eine „Störgrößenübertragungsfunktion“ zu definieren. Die „Nutzsignalübertragungsfunktion“  $\mathbb{N}(\omega)$  ist für Signale  $Z(i\omega)$  definiert, die mit der zweiten zeitlichen Ableitung in die Gleichung (13) eingehen. Für die Störfunktionen  $s_i(i\omega)$  ist dann  $\mathbb{N}(\omega)$  durch  $\omega^2$  zu dividieren, und für sinusförmige eingeschwungene Störvorgänge gilt damit:

$$(63) \quad \varphi = - \frac{\mathbb{N}(\omega)}{\omega^2} \frac{1}{\theta_s} \sum_i \frac{\partial [\mathbb{M}_D(0, 0) + \mathbb{M}_R(0, 0)]}{\partial s_i} s_i .$$

Die Störübertragungsfunktion setzt sich aus der Nutzsignalübertragungsfunktion  $\mathbb{N}(\omega)$  und  $\omega^2$  samt konstantem Faktor zusammen und ist für die jeweils auf Störempfindlichkeit zu diskutierende Abstimmung in schematischer Darstellung sofort zu gewinnen. Wir werden das in 3.1.3. ausführen.

Bisher haben wir nur die Beeinflussung des mechanischen Empfängers durch Störungen beachtet. Für das verwendete Galvanometer ist so etwas jedoch auch denkbar. Sind  $\tilde{\mathbb{M}}_R$  und  $\tilde{\mathbb{M}}_D$  das rücktreibende bzw. das dämpfende Moment des Galvanometers, so hat die kräftefreie Gleichung die Gestalt

$$(64) \quad \theta_g \ddot{\varphi} + \left( \frac{\partial \tilde{\mathbb{M}}_D(0, 0)}{\partial \dot{\varphi}} + \dot{\theta}_g \right) \dot{\varphi} + \frac{\partial \tilde{\mathbb{M}}_R(0, 0)}{\partial \varphi} \varphi = - \sum_i \frac{\partial [\tilde{\mathbb{M}}_D(0, 0) + \tilde{\mathbb{M}}_R(0, 0)]}{\partial s_i} s_i .$$

Damit kommt dann in Gleichung (17) zu dem Glied  $\kappa s \bar{\varphi}(s)$  noch das der rechten Seite von (64) hinzu. Normalerweise sind jedoch Galvanometer so gute Konstruktionen, daß bei ihnen Kurzzeitstörungen durch Umweltfaktoren nicht auftreten und mit einer störfreien Gleichung zu rechnen ist.

Es ist noch zu erwähnen, daß auch die Konstanten  $\alpha_s, T_s, \alpha_g, T_g, \dots$  Größen sind, die langsamen Änderungen der Umweltfaktoren von größerem Betrage wesentlich folgen und auch einer zeitlichen Veränderung unterliegen.

### 2.3. Die Abhängigkeit der Konstanten von den Störfaktoren

Die Abhängigkeit der Konstanten eines elektrodynamischen Seismographensystems von Störungen läßt sich erfassen, wenn Angaben über die Daten der konstruktiven Einzelteile und über die verwendeten physikalischen Prinzipien vorliegen. Ist das in einzelnen Fällen noch nicht möglich, so kann man das Problem zumindest auf später noch zu erfassende Faktoren aus der Konstruktion zurückführen und eine Aussage über die Umweltfaktoren treffen, die an einer Veränderung der Konstanten teilhaben.

#### 2.3.1. Die Eigenperiode $T_s$ des Seismographen

Wie in Abschnitt 2.1. ausgeführt, wird die Eigenperiode  $T_s$  durch einen Periodenverlängerungskoeffizienten  $N$  konstruktiv aus der eines physischen Pendels erzeugt (2)

$$(65) \quad T_s = N \cdot T_0 = 2 \pi N \sqrt{\frac{l}{g}} .$$

Bei den meist benutzten Konstruktionen ist  $l$  eine Größe, die sich aus Abmessungen von im Seismographen verwendeten Materialien ableitet:

$$(66) \quad l = \frac{\theta}{M r_0} = \frac{\int r^2 dm}{M r_0} .$$

Es ist eine Variation in  $\theta, M, r_0$  verbunden mit einer solchen in  $l$  in der bekannten Form des vollständigen Differentials einer Funktion mehrerer Variabler

$$(67) \quad \begin{cases} dl = \frac{\partial l}{\partial \theta} d\theta + \frac{\partial l}{\partial M} dM + \frac{\partial l}{\partial r_0} dr_0 , \\ \frac{dl}{l} = \frac{d\theta}{\theta} - \frac{dM}{M} - \frac{dr_0}{r_0} . \end{cases}$$

Der relative Fehler ist damit

$$(68) \quad \frac{\Delta l}{l} \approx \frac{\Delta \theta}{\theta} - \frac{\Delta M}{M} - \frac{\Delta r_0}{r_0} .$$

Die Abhängigkeit von einer Störgröße  $s_i$  ist

$$(69) \quad \frac{dl}{ds_i} = \frac{\partial l}{\partial \theta} \frac{d\theta}{ds_i} + \frac{\partial l}{\partial M} \frac{dM}{ds_i} + \frac{\partial l}{\partial r_0} \frac{dr_0}{ds_i} .$$

Für die Abschätzung des relativen Fehlers von  $l$  ist der Einfluß der Temperatur  $\vartheta$  hauptsächlich maßgebend. Die Abhängigkeit vom Luftdruck u.  $\dot{a}$  ist vernachlässigbar.

$$(70) \quad \frac{dl}{d\vartheta} = \frac{\partial l}{\partial \theta} \frac{d\theta}{d\vartheta} + \frac{\partial l}{\partial M} \frac{dM}{d\vartheta} + \frac{\partial l}{\partial r_0} \frac{dr_0}{d\vartheta} ,$$

$$(71) \quad \frac{dl}{l} = \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{d\vartheta} d\vartheta - \frac{1}{M} \frac{dM}{d\vartheta} d\vartheta - \frac{1}{r_0} \frac{dr_0}{d\vartheta} d\vartheta ,$$

$$(72) \quad \frac{\Delta l}{l} = \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{d\vartheta} \Delta\vartheta - \frac{1}{M} \frac{dM}{d\vartheta} \Delta\vartheta - \frac{1}{r_0} \frac{dr_0}{d\vartheta} \Delta\vartheta .$$

Es steht hier also eine Summe von spezifischen Ausdehnungskoeffizienten der verwendeten Materialien, multipliziert mit Temperaturdifferenzen für den relativen Fehler von 1. Vernachlässigt man den Term mit  $M$  gegenüber den beiden anderen, so kann man schreiben

$$(73) \quad \frac{\Delta l}{l} \approx \alpha [\text{Material des Gehänges}] \Delta\vartheta$$

mit  $\alpha$  als linearem Ausdehnungskoeffizienten des für das Gehänge verwendeten Materials. Wir haben dabei vorausgesetzt, daß bei den betrachteten kleinen Differenzen  $\Delta\vartheta$  der lineare Koeffizient maßgebend und gegenüber einem vorhandenen quadratischen Effekt überwiegend ist.

Bei Verwendung von Aluminium ist  $\alpha[\text{Al}] \approx 2 \cdot 10^{-5} [^{\circ}\text{C}]^{-1}$  und damit  $\Delta l/l$  durch Temperatureinfluß bei den geforderten Genauigkeiten der Konstanten von  $\leq 10^{-3}$  für den relativen Fehler vernachlässigbar.

Zusammenfassend gilt aus den obigen Betrachtungen auch für  $T_s$

$$(74) \quad \frac{\Delta T_s}{T_s} \leq \frac{\Delta N}{N} - \frac{1}{2} \frac{\Delta l}{l} + \frac{1}{2} \frac{\Delta g}{g} .$$

Bei den oben angeführten Genauigkeitsforderungen sind die beiden letzten Glieder zu vernachlässigen. Es bleibt dann

$$(75) \quad \frac{\Delta T_s}{T_s} \approx \frac{\Delta N}{N} ,$$

worin  $N$  noch zu bestimmen bleibt. Die weitere Betrachtung für Vertikalseismographen erfolgt später nach Ableitung einer Formel für  $N$ .

Bei Horizontalseismographen tritt in  $N$  der Neigungswinkel  $i$  der Drehachse des Gehänges gegenüber der Vertikalen auf:

$$(76) \quad N = \frac{1}{\sqrt{\sin i}} .$$

Die Variation von  $N$  durch Umwelteinflüsse auf die starren Teile des mechanischen horizontalen Empfängers ist vernachlässigbar. Bemerkbar machen sich jedoch unter Umständen bei Horizontalseismographen die durch einen periodischen Gang der Neigung des Sockels entstehenden Veränderungen in  $T_s$  bzw. Alterungseffekte der Materialien, die zu einem Wechsel in  $T_s$  und in der Nulllage des horizontalen mechanischen Empfängers führen.

### 2.3.2. Die Eigenperiode $T_g$ des Galvanometers

Die Eigenperiode  $T_g$  eines Galvanometers ist in analoger Weise wie die eines Seismographen (11) darstellbar als

$$(77) \quad T_g = 2\pi \sqrt{\frac{\theta_g}{\partial \tilde{M}_R(0)/\partial \psi}}$$

mit  $\theta_g$  als Trägheitsmoment und  $\tilde{M}_R$  als rücktreibendem Moment des Galvanometers. Wie in 2.3.1. beim Seismographen ist auch hier der Ausdehnungskoeffizient des verwendeten Materials maßgebend, so daß die Änderung von  $T_g$  mit den Umweltfaktoren meist vernachlässigt werden darf. Besonders bei langperiodischen Galvanometern von 90 s Eigenperiode oder mehr kann sich jedoch ein ziemlich großer Fehler durch Alterungen ergeben. Abweichungen von einigen Prozent (bis 20 %) im Verlaufe von zwei Jahren wurden beobachtet. Hier ist eine stetige Kontrolle von  $T_g$  notwendig, weil durch solche großen Beträge die Übertragungskurven wesentlich verändert werden.

Für solche gemessenen Abweichungen der Konstanten an Seismographensystemen verschiedener Stationen der UdSSR wurden die Differenzen zwischen den neuen Übertragungskurven und den ursprünglichen von RAKITOV, PONSE und PROSKURJAKOVA (1970) [55] berechnet und dargestellt. Daraus ergibt sich auch ganz klar, daß eine Überwachung des Zustandes des Systems, d. h. der wirklich vorliegenden Werte seiner Konstanten, über einen kürzeren Zeitraum notwendig ist.

### 2.3.3. Die Dämpfung $\alpha_s$ des Seismographen

Bei elektrodynamischen Seismographen stellt man die Dämpfung  $\alpha_s$  für den mechanischen Empfänger dadurch ein, daß man der Tauchspule der Spulen-Magnet-Anordnung mit der elektrodynamischen Galvanometerkonstante  $G_s$  - mit

$$(78) \quad E_s = G_s \cdot \dot{\varphi},$$

worin  $E_s$  die zwischen den Enden der Spule induzierte Spannung ist - und dem inneren Widerstand  $R_s$  einen Widerstand  $R_{as}$  außen dazuschaltet. Die dann entstehende Dämpfung  $\bar{\alpha}_s$  ist

$$(79) \quad \bar{\alpha}_s = \frac{G_s^2}{2 \theta_s \omega_s (R_s + R_{as})}.$$

Bezeichnet man mit  $\alpha_{s0}$  den Betrag an Dämpfung, der bei Abschaltung aller äußeren Dämpfungsvorrichtungen auf Grund von Reibungswiderständen als innere Reibung des Gehänges des mechanischen Empfängers verbleibt, so ist die in Gleichung (8) auftretende Dämpfung

$$(80) \quad \alpha_s = \bar{\alpha}_s + \alpha_{s0}.$$

Da in den meisten Fällen  $\alpha_{s0} \ll \bar{\alpha}_s$  ist, so reicht es hier, nur  $\bar{\alpha}_s$  auf Störanfälligkeit zu betrachten. Zudem ist  $\alpha_{s0}$  ein ziemlich konstantes Glied, das seinen Wert nur bei einem extremen Wechsel in den Umweltbedingungen, wie einem Übergang von einem Betrieb bei Normaldruck zu einem im Vakuum, ändert. Es ist damit

$$(81) \quad \frac{\Delta \alpha_s}{\alpha_s} \approx 2 \frac{\Delta G_s}{G_s} - \frac{\Delta \theta_s}{\theta_s} - \frac{\Delta T_s}{T_s} - \frac{\Delta R_s}{R_s} - \frac{\Delta R_{as}}{R_{as}}$$

Da

$$G_s \sim H_s l_s$$

mit  $H_s$  als Feldstärke des Magnetsystems und  $l_s$  als gesamtter Länge des Leiters im Magnetfeld, so ist

$$(82) \quad \frac{\Delta G_s}{G_s} \approx \frac{\Delta H_s}{H_s} + \frac{\Delta l_s}{l_s}$$

Beide Terme liegen bei üblicherweise verwendeten Permanentmagneten und Kupferdraht in der Größenordnung von  $10^{-4} [^{\circ}\text{C}]^{-1}$  bis  $10^{-3} [^{\circ}\text{C}]^{-1}$ . Bei Temperaturschwankungen von  $|\Delta \vartheta| \leq 1 \text{ } ^{\circ}\text{C}$  für Seismographenräume ist daher ihr Einfluß nicht sehr groß. Eine andere Abhängigkeit als die von der Temperatur liegt nicht vor. Damit wird die Konstanz von  $\alpha_s$  im wesentlichen durch die Temperaturkoeffizienten der verwendeten Materialien für Spulen, Magnete und Widerstände bestimmt, deren Betrag dann unter  $10^{-3} [^{\circ}\text{C}]^{-1}$  gehalten werden muß.

#### 2.3.4. Die Dämpfung $\alpha_g$ des Galvanometers

Wie die Dämpfung  $\alpha_s$  läßt sich auch  $\alpha_g$  darstellen als

$$(83) \quad \alpha_g = \alpha_{g0} + \bar{\alpha}_g$$

$\alpha_{g0}$  ist der Restbetrag, die offene Dämpfung, die nach Abschalten äußerer Dämpfungsglieder übrigbleibt und im Betrag meistens klein gegen  $\bar{\alpha}_g$  ist. Die Abhängigkeit von  $\alpha_{g0}$  von den Umweltfaktoren ist ebenfalls zu vernachlässigen. Wesentliche Unterschiede im Betrag von  $\alpha_{g0}$  bei langperiodischen Galvanometern ( $T_g \geq 100 \text{ s}$ ) treten auf bei einem Übergang vom Betrieb in Luft zu einem solchen im Vakuum.

$\bar{\alpha}_g$  wird durch einen Widerstand  $R_{ag}$  erzeugt, der der Galvanometerspule mit dem Innenwiderstand  $R_g$  und der Stromkonstanten  $G_g$  parallelgeschaltet ist:

$$(84) \quad \bar{\alpha}_g = \frac{G_g^2}{2 \theta_g \omega_g (R_g + R_{ag})}$$

$\bar{\alpha}_g$  ist über die einzelnen Glieder temperaturabhängig. Der relative Fehler von  $\bar{\alpha}_g$  ist

$$(85) \quad \frac{\Delta \bar{\alpha}_g}{\bar{\alpha}_g} \approx 2 \frac{\Delta G_g}{G_g} - \frac{\Delta \theta_g}{\theta_g} - \frac{\Delta \omega_g}{\omega_g} - \frac{\Delta R_g}{R_g} - \frac{\Delta R_{ag}}{R_{ag}}$$

und die durch die Temperatur erzeugten Abweichungen sind

$$(86) \quad \frac{\Delta \bar{\alpha}_g}{\bar{\alpha}_g} \approx 2 \frac{1}{G_g} \frac{\partial G_g}{\partial \vartheta} \Delta \vartheta - \frac{1}{\theta_g} \frac{\partial \theta_g}{\partial \vartheta} \Delta \vartheta - \frac{1}{\omega_g} \frac{\partial \omega_g}{\partial \vartheta} \Delta \vartheta - \frac{1}{R_g} \frac{\partial R_g}{\partial \vartheta} \Delta \vartheta - \frac{1}{R_{ag}} \frac{\partial R_{ag}}{\partial \vartheta} \Delta \vartheta$$

Das ist eine Summe von Gliedern aus relativen TK, multipliziert mit den auftretenden Temperaturdifferenzen. Deshalb ist die Auswahl der Materialien beim Bau von Galvanometern so zu treffen, daß die Forderungen für  $\Delta \alpha_g / \alpha_g$  erfüllt werden. Bei den handelsüblichen Typen ist das vom Hersteller berücksichtigt, so daß nur noch für  $R_{ag}$

ein Widerstand eingesetzt werden muß, der einen geringen TK besitzt und der feuchtigkeitsgeschützt eingebaut wird.

Für die Abschätzung von  $\Delta G_g$  gilt noch

$$(87) \quad G_g \sim H_g l_g,$$

$$(88) \quad \left| \frac{\Delta G_g}{G_g} \right| \approx \left| \frac{\Delta H_g}{H_g} \right| + \left| \frac{\Delta l_g}{l_g} \right|$$

mit  $H_g$  als Feldstärke des Magnetsystems des Galvanometers und  $l_g$  als Gesamtlänge des elektrischen Leiters der sich im Magnetfeld bewegenden Spule des Galvanometers.

### 2.3.5. Der Übertragungsfaktor $\kappa$

$\kappa$  ist temperaturabhängig über die einzelnen Glieder in der Form

$$(89) \quad \left| \frac{\Delta \kappa}{\kappa} \right| \approx \frac{1}{G_s} \left| \frac{\partial G_s}{\partial \vartheta} \Delta \vartheta \right| + \frac{1}{G_g} \left| \frac{\partial G_g}{\partial \vartheta} \Delta \vartheta \right| + \frac{1}{\theta_g} \left| \frac{\partial \theta_g}{\partial \vartheta} \Delta \vartheta \right| + \frac{1}{R_1} \left| \frac{\partial R_1}{\partial \vartheta} \Delta \vartheta \right| + \frac{1}{R_2} \left| \frac{\partial R_2}{\partial \vartheta} \Delta \vartheta \right| + \\ + \frac{1}{R_3} \left| \frac{\partial R_3}{\partial \vartheta} \Delta \vartheta \right| + \frac{1}{R_s} \left| \frac{\partial R_s}{\partial \vartheta} \Delta \vartheta \right| + \frac{1}{R_g} \left| \frac{\partial R_g}{\partial \vartheta} \Delta \vartheta \right|.$$

Neu in dieser Abschätzung gegenüber den bisher behandelten Konstanten sind die Glieder mit  $R_1, R_2, R_3$ , den Widerständen des T-Netzwerkes. Für den relativen Fehler ist ihr TK maßgebend, so daß auch hier hochkonstante Widerstände mit feuchtigkeitsgeschütztem Einbau zu fordern sind.

### 2.3.6. Der Rückwirkungsfaktor $\sigma$

Der relative Fehler von  $\sigma$  setzt sich zusammen aus

$$(90) \quad \left| \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \right| \approx \left| \frac{\Delta \kappa}{\kappa} \right| + \frac{1}{2} \left| \frac{\Delta \theta_g}{\theta_g} \right| + \frac{1}{2} \left| \frac{\Delta \theta_s}{\theta_s} \right| + \frac{1}{2} \left| \frac{\Delta \omega_s}{\omega_s} \right| + \frac{1}{2} \left| \frac{\Delta \omega_g}{\omega_g} \right| + \frac{1}{2} \left| \frac{\Delta \alpha_s}{\alpha_s} \right| + \frac{1}{2} \left| \frac{\Delta \alpha_g}{\alpha_g} \right|.$$

Das sind bisher bereits behandelte Ausdrücke, so daß für den Entwurf einer Konstruktion bei vorgegebenen Genauigkeitsgrenzen und bei einigen vorgegebenen Konstanten Forderungen für die anderen Konstanten und die ihnen zugrunde liegenden konstruktiven Teile von mechanischem Empfänger und Galvanometer daraus werden. Besonders aus (89) und (90) für die Fehler von  $\kappa$  und  $\sigma$  sieht man, daß bei diesen zusammengesetzten Größen, die als wichtige Faktoren für die Form der Übertragungskurve fungieren, der relative Fehler der einzelnen Konstanten durch Einwirkung von Umweltfaktoren oder durch Alterungen sehr streng kontrolliert werden muß, damit der Gesamtfehler in zulässigen Grenzen bleibt. Nur dann ist gewährleistet, daß auch längere Zeit nach einer Eichung die dadurch ermittelte Übertragungskurve als gültig für die Auswertung von Registrierungen über längere Zeit angesehen werden kann.

### 2.3.7. Die Nullage des Galvanometers

Obwohl sie keine Konstante für die Festlegung der Übertragungskurve im obigen Sinne ist, bildet doch die Nullage eine wichtige implizite Größe bei der Messung. Bei einer Aufstellung von Seismographensystemen wird der vom Spiegel des Galvanometers reflektierte Lichtstrahl auf einen Nullpunkt am Beginn einer Registrierung eingestellt, und es wird als selbstverständlich vorausgesetzt, daß sich an der Nullage des Galvanometers nichts ändert. Bei kurzperiodischen Galvanometern von  $T_g \leq 10$  s sind die elastischen Nachwirkungen und die Alterungen, die die Nullage verändern, vernachlässigbar. Bei langperiodischen Galvanometern gibt es Nullpunktverlagerungen durch Alterungen und eine erhöhte Neigungsempfindlichkeit. Diese Galvanometer haben auch mitunter die Eigenschaft, selbst als Torsionsseismograph zu wirken oder durch eine starke Empfindlichkeit gegenüber Luftbewegungen am Aufstellungsort lange Störwellen in die Registrierungen zu bringen. Diese Effekte sind jedoch nicht sehr häufig und vermeidbar. Es helfen eine genaue Vertikalstellung der Drehachse des Galvanometers sowie eine Veränderung der Aufstellung und der Isolierung.

### 2.3.8. Störungen an Meßleitungen

Mechanischer Empfänger und Galvanometer sind in den meisten Stationen getrennt aufgestellt und über fest verlegte Meßleitungen verbunden. Diese enden beidseitig in Buchsen oder ähnlichen Anschlußelementen, von denen aus über flexible Leitungen der mechanische Empfänger auf der einen und das Galvanometer auf der anderen Seite angeschlossen sind. Eine geerdete Abschirmung der Leitungen ist notwendig. Es hat sich auch gezeigt, daß bei langperiodischen Seismographen ( $T_g \approx 30$  s), bei denen auf Grund des elektrodynamischen Prinzips für die langperiodischen Schwingungen die induzierten Ströme sehr gering sind, Störungen in den Seismogrammen durch Steckverbindungen auftreten. Ursachen sind Korrosionen an Steckern und Buchsen und erhöhte Feuchtigkeit zwischen den Anschlüssen auf einer Isolierplatte. Es empfiehlt sich daher, die Leitungen zu verlöten, um dem Entstehen von zusätzlichen Übergangswiderständen und galvanischen Elementen vorzubeugen, und Isoliermaterial zu verwenden, das keine Feuchtigkeit aufnimmt.

## 2.4. Phänomenologische Deutungen des Einwirkens der Störungen auf elektrodynamische Seismographensysteme

Nach der Entwicklung von elektrodynamischen Seismographen mit galvanometrischer Registrierung wurde bald bemerkt, daß mit zunehmender Eigenperiode des mechanischen Empfängers und auch des Galvanometers und mit dem Übergang zu stärkeren Vergrößerungen die Aufzeichnungen durch die Umweltbedingungen nichtseismischer Art in höherem Grade beeinflußt werden.

LYNCH (1939) [41] berichtet über Störungen an langperiodischen Galvanometern. Danach wird das Galvanometer durch Wind und Umweltschwankungen direkt beeinflußt und zeichnet Störwellen von  $T \approx 30$  s auf, indem es wie ein Torsionsseismograph wirkt. Angaben über die Dämpfung des Galvanometers wurden in der Arbeit nicht gemacht.

ROBERTSON (1946) [57] gibt einen Bericht über langperiodische Störungen bei Horizontalseismographen, die durch eine strenge Feuchte- und Temperaturkontrolle der Seismographen in einer seismischen „Nische“ beseitigt wurden. Die Natur der mehr oder minder regelmäßigen Störschwingungen konnte nicht geklärt werden, jedoch wurde auf Ähnlichkeiten mit Beobachtungen von MILNE in Tokio vor 1900 und von SHAW verwiesen. Demnach wurde ein langperiodisches Rauschen bei Seismographen beobachtet, das mit tiefen oder fallenden Lufttemperaturen verbunden war.

BERNARD (1947) [5] beschäftigte sich eingehend mit der Natur und dem Entstehen von langperiodischen Störungen, auch solchen seismischer Art. Er gibt folgende Gründe für das Entstehen derselben an:

1. Wenn die Windgeschwindigkeit eine bestimmte Grenze überschreitet, dann wird der Untergrund der Station geschoben und geschüttelt. Das ist meist auf den Horizontalkomponenten aufgezeichnet.
2. In allen anderen Fällen werden die langperiodischen Störungen durch die Bewegung der Luft innerhalb der Seismographenhaube verursacht. Sie entstehen durch thermische Konvektion, wenn sich die Temperatur beträchtlich ändert, oder auch durch das Ein- und Austreten von Luft bei nichtabgeschlossenen Hauben, was durch Änderungen des barometrischen Druckes oder beträchtliche Luftfeuchtigkeitsänderungen verursacht wird.

CRARY und EWING (1952) [17] weisen nach, daß der Effekt von atmosphärischen Druckänderungen auf die träge Masse des Vertikalseismographen - bei ihnen ein Typ BENIOFF mit 60-s-Galvanometer - hinreichend durch die Änderung des Auftriebs der Masse während einer solchen atmosphärischen Druckänderung erklärt werden kann. Sie berechnen die Amplitude, die in der Aufzeichnung als Folge einer solchen Druckänderung erscheint, indem sie die Differenz im Auftrieb bei einer Druck- bzw. Dichteänderung der umgebenden Luft als äußere einwirkende Kraft in die Bewegungsgleichung einführen. Das Ergebnis bestätigt die Modellvorstellung und liefert eine in der Größenordnung akzeptable Gerätekonstante zur Umrechnung von Druckänderungen in Störampplituden für das betrachtete Gerät.

EWING und PRESS (1953) [23] zeichnen gleichzeitig Luftdruckschwankungen und Störungen mit getrennten Geräten - einem seismisch kompensierten Mikrobarovariographen und einem langperiodischen Vertikalseismographen vom LA-COSTE-Typ - auf, um die Wirkung einer Auftriebskompensation festzustellen. Die von ihnen verwendete Kompensation, auf die später genauer eingegangen wird, eliminiert die Wirkung von Luftdruck- und Dichteschwankungen in den Aufzeichnungen.

Diese Ergebnisse sind in dem von PRESS, EWING und LEHNER (1958) [54] beschriebenen und in Serie gefertigten langperiodischen Seismographensatz berücksichtigt. Zur Beseitigung von Resteffekten an Umweltabhängigkeit sind die Geräte außerdem mit einem starren - d. h. hier einem unter der Einwirkung von Luftdruckschwankungen nicht deformierbaren - Gehäuse aus Aluminium druckdicht verbunden. Die Beseitigung von Störungen auf diese Art gibt die Möglichkeit, zu einem Betrieb von langperiodischen Empfängern mit hoher Vergrößerung ( $V \geq 10\ 000$ ) überzugehen, was für spezielle Fragen der Wellenausbreitung und für das Studium des frequenzabhängigen seismischen Rauschens der Erde von Interesse ist (SUTTON und OLIVER 1959[67]).

BÅTH (1959) [3] berichtet über Arbeiten an langperiodischen Geräten zur Herabsetzung von nichtseismischen Störungen an schwedischen Stationen. Eine Beherrschung der Phänomene wurde durch eine konstante Raumheizung und verschiedene Abschirmhauben über den Instrumenten erreicht. - BYRNE (1961) [16] schätzt die Störeffekte durch thermisches Rauschen für verschiedene Instrumente ab, die bei einer Kompensation der Umwelteinwirkungen dennoch verbleiben und bei hohen Vergrößerungen stören. - BOGERT (1961) [9] erprobt eine Art von aktiver Kontrolle der Luftbewegungen im Seismometergehäuse nach einem Vorschlag von SUTTON, über den unten berichtet wird.

BUIST (1962) [12, 13] benutzt zur Vermeidung von Störungen einen an der Decke des Seismographenraumes befestigten Heizer, dessen Leistung so langsam durch einen Motor mit Getriebe kontinuierlich geregelt wird, daß er keinen Anlaß zu Störungen gibt und sich dennoch ein thermisches Gleichgewicht einstellt. Wichtig ist der schon bei BERNARD (1947) [5] anklingende Sachverhalt, daß es für die Aufheizung einer Seismographenhaube bzw. eines Raumes entscheidend ist, die Luft über der Basisplatte des mechanischen Empfängers immer wärmer zu halten als diese selbst. Dann ist keine Konvektion innerhalb des Gehäuses möglich und damit meist die Störung beseitigt. Von selbst stellt sich eine solche Wirkung im Frühling und Sommer ein, wenn die Luft wärmer wird als die Basisplatte, und umgekehrt eine Verschlechterung des Zustandes in der Periode der Abkühlung im Herbst und Winter. Dann ist die Grundplatte des mechanischen Empfängers wärmer als die Luft darüber, und es findet eine Wärmebewegung von unten nach oben statt, die Störungen verursacht.

SUTTON (1962) [65] wendet diese Erkenntnis für die Beseitigung von langperiodischen Störungen bei Horizontalseismographen an. Er schirmt die horizontalen mechanischen Empfänger mit Schaumpolystyrolhauben von einigen Zentimetern Wandstärke ab und erzeugt eine stabile Luftsäule durch das Anbringen eines Heizers von einigen Watt Leistung direkt unter dem Deckel der Haube, also über dem mechanischen Empfänger. Proberegistrierungen zeigen ein völliges Verschwinden der Störungen ( $V \approx 1000$ ). Eine passive Abschirmung führt nicht zum selben Erfolg.

Als weitere Möglichkeit zur Erhöhung der Störfreiheit wird eine Evakuierung des Gehäuses des mechanischen Empfängers bis auf einen Restdruck von 3 bis 10 Torr empfohlen oder eine Heizung des gesamten Raumes - von BUIST (1962) [12, 13] durchgeführt.

Für ein ultralangperiodisches horizontales Seismometer mit  $T_s \approx 60$  s wurde der Betrieb im Vakuum von BLUM u. a. (1966) [8] mit Erfolg aufgenommen. Resteffekte durch atmosphärische Störungen wurden beobachtet. Es wird deshalb eine Aufstellung in einem druckkonstanten Raum oder in einem druckdichten Kasten vorgeschlagen. - TEUPSER (1967) [72] berichtet über die Beseitigung von Störungen bei Horizontalseismographen durch eine zweite Glashaube über den Geräten.

### 3. Analyse der Störeffekte des vertikalen mechanischen Empfängers

#### 3.1. Störungen durch Umwelteinflüsse

An ihrem Aufstellungsort sind die mechanischen Empfänger von Horizontalseismographen weit **weniger** durch die Umweltfaktoren beeinflusst und in ihren Konstanten von diesen abhängig als die von Vertikalseismographen. Störschwingungen durch Wärmeströmungen im Gehäuse und durch Wind- und Druckänderungen lassen sich durch geeignete Abschirmungen (s. Abschnitt 2.4.) beherrschen. Die dann noch verbleibenden Änderungen der Nullage durch Neigungen der Sockel am Aufstellungsort sind durch Regelsysteme, die in Kap. 5 beschrieben werden, ebenso auszuregeln wie Änderungen der Nullage beim vertikalen Empfänger.

Wir wollen deshalb nur den vertikalen mechanischen Empfänger genauer behandeln und in bezug auf Abhängigkeit von den Störgrößen analysieren. Gerade bei ihm gibt es eine Vielzahl von Erscheinungen, über deren Ursprung und Einfluß man sich klar werden muß, um vorhandene Geräte zu „entstören“ und um Neukonstruktionen günstiger auszulegen.

Vertikale Empfänger sind wegen der meist verwendeten Schraubenzugfeder stark temperaturabhängig in ihrer Nullage, zeigen eine Wind- und Luftdruckabhängigkeit im Signalbereich und Nullpunktänderungen durch die Variation der Erdschwere. Gegen diese unerwünschten Einflüsse wurde eine Anzahl von experimentellen Abhilfen angewandt, über die in Abschnitt 2.4. kurz berichtet wurde. Eine Analyse der Konstruktion wurde dabei nicht durchgeführt.

Abb. 5 zeigt die schematische Anordnung der konstruktiven Bestandteile eines vertikalen mechanischen Empfängers. Relativ zu dem Gestell, das mit dem Sockel verbunden ist, kann sich das Gehänge um eine zur Zeichenebene vertikale Drehachse durch O bewegen. Im Abstand  $r_0$  von O befindet sich im Schwerpunkt des Gehänges die Masse M. Das Gehänge wird durch eine Schraubenzugfeder zwischen A und B (gestellfest) in eine Nullage in der Horizontalen durch O gebracht. Das von A O B aufgespannte Dreieck hat bei O den vom Ausschlag  $\varphi$  abhängigen Winkel  $\gamma - \varphi$ . Das einstellbare  $\gamma$  liegt bei den üblichen Konstruktionen für langperiodische Geräte in der Nähe von  $90^\circ$ . Die Feder ist mit starren Zusatzstücken  $\lambda_2/2$  bei A und bei B befestigt. Bei  $r_0$  oder weiter von O aus entfernt sind die Tauchspulen des elektrodynamischen Wandlers fixiert. Das Gehänge endet in einer Zeigerspitze, an der die grobe Nullage (Millimeterbereich) relativ zum Gestell ablesbar ist. In 3.1.5. wird näher auf die konstruktiven Einzelheiten eines vertikalen mechanischen Empfängers am Beispiel des VSJ-I eingegangen. Hier soll vorerst am Beispiel einer allgemeinen Konstruktion eines Vertikalseismographen, wie sie mit einer speziellen Feder zuerst von LA COSTE (1934) [35] verwendet wurde, ein Ausdruck für das resultierende Moment  $\mathcal{M}$  abgeleitet werden, um daraus mit den Formeln aus Abschnitt 2.2. bei einer gegebenen Konstruktion zu Abschätzungen über den Einfluß von Störungen zu kommen.

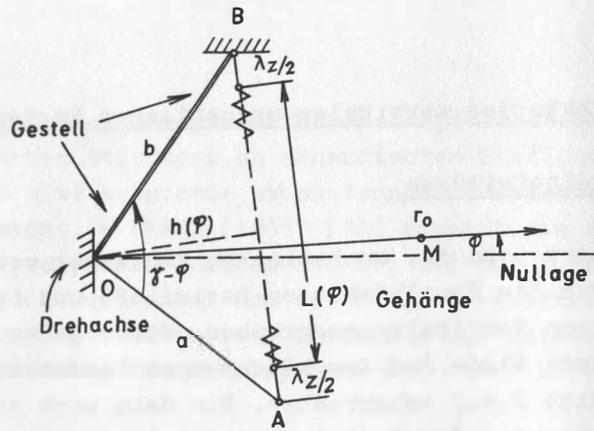


Abb. 5

3.1.1. Das resultierende Moment beim LA-COSTE-PENDEL

Die geometrischen Beziehungen sowie die Richtung und die Angriffspunkte der am Gehänge wirkenden Kräfte sind für eine Konstruktion mit symmetrischem Federeinbau, d. h.  $\overline{OA} = \overline{OB}$ , in Abb. 6 dargestellt (LA COSTE 1934[35]). O und B sind gestellfest, bei O ist das Drehzentrum, das von zwei nur auf Zug beanspruchten einlagigen Blattfedern gebildet wird; B ist mittels einer Schraube senkrecht zur Vertikalen, parallel zur unten angezeigten Nulllage, zur Einstellung des Winkels  $\gamma - \varphi$  verschiebbar. Das Gehänge ist in die Abbildung um den Winkel  $+\varphi$  aus der Nulllage angehoben. Die Feder mit der äußeren Länge  $\bar{L}$  ist mit zwei starren Zusatzstücken unter Zuhilfenahme von schmalen Blattfedern zwischen den Punkten A und B, jeweils um  $a$  von O entfernt, eingebaut. Die Längen  $a$  und  $\lambda_z$  werden aus dem Federdiagramm (Abb. 7) bestimmt.

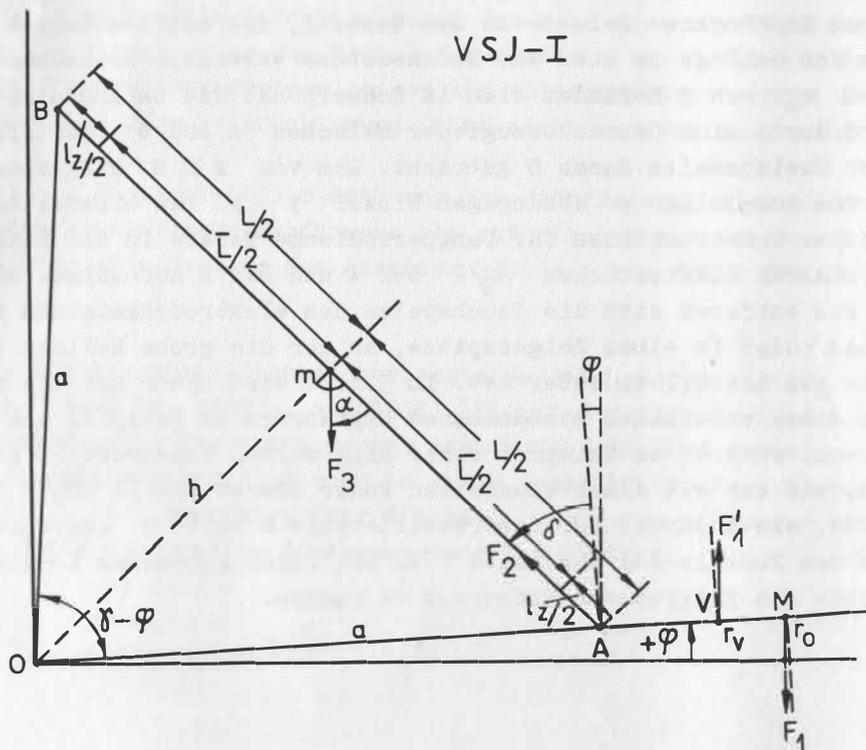


Abb. 6

Die Federkraft  $P$  ist in Abhängigkeit von der Federlänge  $\bar{L}$  aufgetragen.  $\bar{L}$  und  $a \approx 1/\sqrt{2} \bar{L}$  ergeben sich als Schnittpunkt der Funktion  $P(4200/L - \lambda_F)$  mit dem Federdiagramm. Die sogenannte Federvorspannlänge  $\lambda_F$  ist der Schnittpunkt der rückwärtigen Verlängerung des linearen Teiles der Federkurve mit der  $L$ -Achse. - Die Werte in Abb. 7 sind für eine spezielle Feder und für einen VSJ-I gültig. - Man macht gewöhnlich  $\lambda_Z \approx \lambda_F$ .

Am Gehänge greifen Kräfte  $F_1, F'_1, F_2, F_3$  in unterschiedlichen Entfernungen von  $O$  an. Es sind dies die

Schwerkraft  $F_1$  im Schwerpunkt  $r_0$ ,  
 Auftriebskraft  $F'_1$  im Volumenmittelpunkt  $r_v$ ,  
 Federkraft  $F_2 = P$  im Befestigungspunkt  $A$ ,  
 Schwerkraft  $F_3$  im Abstand  $h$ .

Es ist mit den Bezeichnungen von Abb. 6

$$(91) \begin{cases} F_1 = -Mg, & F'_1 = V \rho g, & F_2 = f[L(\varphi) - \lambda], \\ F_3 = -mg, & \lambda = \lambda_F + \lambda_Z. \end{cases}$$

Die neueingeführten Größen sind das Gehängevolumen  $V$ , die Dichte  $\rho$  des verdrängten Mediums, die Federkonstante  $f$ , die Federmasse  $m$ . Die Momente bezüglich  $O$  sind

$$(92) \begin{cases} \mathbb{M}_1 = r_0 F_1 \cos \varphi = -Mg r_0 \cos \varphi, \\ \mathbb{M}'_1 = r_v F'_1 \cos \varphi = V \rho g r_v \cos \varphi, \\ \mathbb{M}_2 = a F_2 \cos \delta = a f[L(\varphi) - \lambda] \cos \delta = h f[L(\varphi) - \lambda]. \end{cases}$$

$\mathbb{M}_3$  bestimmen wir aus dem Prinzip der virtuellen Arbeit. Nach SOMMERFELD (1948) [63] ist das Moment einer Kraft um eine Achse gleich der virtuellen Arbeit  $A$  bei der Drehung  $\delta\varphi$  ihres Angriffspunktes um die Achse:

$$(93) \mathbb{M}_3 = \frac{\delta A}{\delta \varphi} = -\frac{mg \delta h_z}{\delta \varphi}.$$

$h_z$  ist die Vertikalkomponente von  $h$ . Nach Abb. 6 ist

$$(94) h = a \cos \left( \frac{\gamma - \varphi}{2} \right)$$

und

$$(95) h_z = h \sin \left( \frac{\gamma + \varphi}{2} \right).$$

Dann wird mit (94)

$$(96) \begin{aligned} \frac{dh_z}{d\varphi} &= \frac{dn}{d\varphi} \sin \left( \frac{\gamma + \varphi}{2} \right) + \frac{h}{2} \cos \left( \frac{\gamma + \varphi}{2} \right) = \\ &= \frac{a}{2} \left[ \sin \left( \frac{\gamma + \varphi}{2} \right) \sin \left( \frac{\gamma - \varphi}{2} \right) + \cos \left( \frac{\gamma + \varphi}{2} \right) \cos \left( \frac{\gamma - \varphi}{2} \right) \right] = \\ &= \frac{a}{2} \cos \varphi. \end{aligned}$$

Durch Vertauschung der Differentiation mit der virtuellen Verrückung ergibt sich aus (93) und (96)

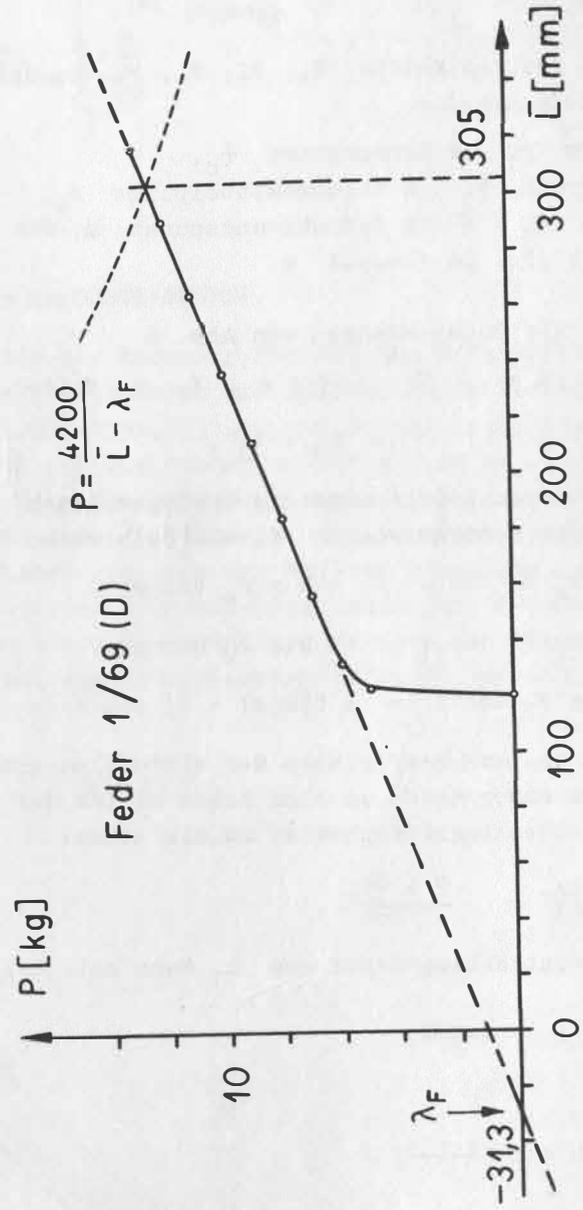


Abb. 7

$$(97) \quad \mathfrak{M}_3 = -\frac{m g a}{2} \cos \varphi .$$

Wir führen die Abkürzung  $\bar{\mathfrak{M}}_1$  ein:

$$(98) \quad \bar{\mathfrak{M}}_1 = \mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}'_1 = -(M - V \varrho \frac{r}{r_0}) g r_0 \cos \varphi = -\bar{M} g r_0 \cos \varphi .$$

Es gelten weiter die geometrischen Beziehungen

$$(99) \quad L = 2 a \sin \left( \frac{\gamma - \varphi}{2} \right) , \quad \cos \delta = \cos \left( \frac{\gamma - \varphi}{2} \right) .$$

Damit wird

$$(100) \quad \begin{cases} \bar{\mathfrak{M}}_1 = -\bar{M} g r_0 \cos \varphi , & \mathfrak{M}_2 = a f [2 a \sin \left( \frac{\gamma - \varphi}{2} \right) - \lambda] \cos \left( \frac{\gamma - \varphi}{2} \right) , \\ \mathfrak{M}_3 = -\frac{1}{2} m g a \cos \varphi \end{cases}$$

und das rücktreibende Gesamtmoment

$$(101) \quad \mathfrak{M} = \bar{\mathfrak{M}}_1 + \mathfrak{M}_2 + \mathfrak{M}_3 = \\ = a f [2 a \sin \left( \frac{\gamma - \varphi}{2} \right) - \lambda] \cos \left( \frac{\gamma - \varphi}{2} \right) - \bar{M} g r_0 \cos \varphi - \frac{1}{2} m g a .$$

f eliminieren wir unter Beachtung der Gleichgewichtsbedingung

$$(102) \quad \mathfrak{M}(\varphi = 0) = 0 .$$

Das ergibt

$$(103) \quad f = \frac{\bar{M} g r_0 + \frac{1}{2} m g a}{a [2 a \sin \frac{\gamma}{2} - \lambda] \cos \frac{\gamma}{2}} = \frac{\bar{M} g r_0 + \frac{1}{2} m g a}{h_0 (L_0 - \lambda)} .$$

Dann ist

$$(104) \quad \mathfrak{M} = [\bar{M} g r_0 + \frac{1}{2} m g a] \left[ \frac{h(L - \lambda)}{h_0 (L_0 - \lambda)} - \frac{\bar{M} g r_0 \cos \varphi + \frac{1}{2} m g a \cos \varphi}{\bar{M} g r_0 + \frac{1}{2} m g a} \right]$$

und abgekürzt

$$(105) \quad \mathfrak{M}(\varphi) = [\bar{M} g r_0 + \frac{1}{2} m g a] \bar{\mathfrak{M}}(\varphi) .$$

Der Seismograph soll sich stets in der Nähe der Gleichgewichtslage befinden und  $\varphi$  ein sehr kleiner Winkelausschlag sein. So läßt sich  $\mathfrak{M}(\varphi)$  in eine Potenzreihe nach  $\varphi$  in der Nähe von  $\varphi = 0$  entwickeln (MEISSER 1935[45] ; DUCLAUX 1960[21] ; TEUPSER 1966[71]):

$$(106) \quad \begin{cases} \bar{\mathfrak{M}}(\varphi) = \bar{\mathfrak{M}}(0) + \frac{\partial \bar{\mathfrak{M}}(0)}{\partial \varphi} \varphi + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \bar{\mathfrak{M}}(0)}{\partial \varphi^2} \varphi^2 + \dots , \\ \bar{\mathfrak{M}}(\varphi) = \frac{\partial \mathfrak{M}(0)}{\partial \varphi} \varphi + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mathfrak{M}(0)}{\partial \varphi^2} \varphi^2 + \dots . \end{cases}$$

Aus der Geometrie der Anordnung folgt (MEISSER 1935[45])

$$h(\varphi) = a^2 \frac{\sin(\gamma - \varphi)}{L(\varphi)} , \quad L^2 = 2 a^2 [1 - \cos(\gamma - \varphi)]$$

und hieraus

$$(107) \quad \frac{\partial L}{\partial \varphi} = -h; \quad \frac{\partial h}{\partial \varphi} = \frac{h^2}{L} - \frac{L_0 h_0}{L \sin \gamma} \cos(\gamma - \varphi); \quad \frac{\partial^2 h}{\partial \varphi^2} = \frac{3h}{L} \frac{\partial h}{\partial \varphi} - h.$$

Das ergibt für die ersten Glieder von  $\mathbb{M}$  den Ausdruck (UNTERREITMEIER 1969[81])

$$(108) \quad \mathbb{M}(\varphi) = \left\{ \bar{M} g r_0 + \frac{1}{2} m g a \right\} \left\{ \varphi \left[ -\cot \gamma - \frac{h_0}{L_0} \frac{\lambda}{L_0 - \lambda} \right] + \right. \\ \left. + \frac{\varphi^2}{2} \left[ \frac{3 \lambda h_0}{L_0(L_0 - \lambda)} \left( \cot \gamma - \frac{h_0}{L_0} \right) + \frac{\bar{M} r_0 + \frac{1}{2} m a}{\bar{M} r_0 + \frac{1}{2} m a} - 1 \right] \right\}$$

und daraus

$$(109) \quad \mathbb{M}(\varphi) = - \frac{M g r_0 + \frac{1}{2} m g a}{N^2} \varphi \left\{ 1 + \frac{\varphi^2}{2} N^2 \left[ \frac{3 \lambda h_0}{L_0(L_0 - \lambda)} - \frac{h_0}{L_0} \right] + \dots \right\}$$

mit

$$(110) \quad N^2 = \left[ \cot \gamma + \frac{h_0}{L_0} \frac{\lambda}{L_0 - \lambda} \right]^{-1}.$$

Die Eigenperiode ist bei Berücksichtigung der Federmasse nach (11)

$$(111) \quad T_s = 2 \pi \sqrt{\frac{1}{g} \frac{M g r_0 + \frac{1}{2} m g a}{\frac{\partial \mathbb{M}(0)}{\partial \varphi}}} = 2 \pi N \sqrt{\frac{1}{g}}.$$

$N$  ist der Periodenverlängerungskoeffizient. Für  $\gamma \lesssim 90^\circ$  erreicht man bei  $\lambda \approx 0$  - durch Abgleich der starren Zusatzstücke  $\lambda/2$  - große Eigenperioden  $T_s$  für den langperiodischen mechanischen Empfänger.

### 3.1.2. Temperaturempfindlichkeit

Für die Erfassung des Einflusses von Störungen auf den mechanischen Empfänger brauchen wir nach Gleichung (64) auch einen konkreten Ausdruck für  $\partial \mathbb{M}_R(0)/\partial \varphi \equiv \partial \mathbb{M}(0)/\partial \varphi$ , der sich jetzt sofort zu

$$(112) \quad \frac{\partial \mathbb{M}(0)}{\partial \varphi} = - \frac{\bar{M} g r_0 + \frac{1}{2} m g a}{N^2}$$

ergibt. Des weiteren möchte man eine Formel für den Einfluß der Störgrößen  $\partial \mathbb{M}(0)/\partial s_i$  haben. Dieser geht über die Abhängigkeit der konstruktiven Parameter von den Störgrößen in das Ergebnis ein.

Betrachten wir die Gleichungen (96) und (106), so stellen wir fest, daß

$$(113) \quad \mathbb{M}(\varphi) = \mathbb{M}(\varphi, r, a, r_0, r_v, \lambda, \gamma, \varrho, V, g, \dots)$$

ist, also für den konkreten Fall des Einsatzes unter wechselnden Umweltbedingungen durch die Änderung der Parameter  $r, a, r_0, \dots$  der Konstruktion mit den Umweltfaktoren verknüpft ist und sich mit ihnen ändert:

$$(114) \quad d\pi = \frac{\partial \pi}{\partial \varphi} d\varphi + \frac{\partial \pi}{\partial f} df + \frac{\partial \pi}{\partial a} da + \dots + \frac{\partial \pi}{\partial V} dV + \dots$$

Der Seismograph befindet sich in der Nähe der Ruhelage  $\varphi = 0$ , und die Änderungen der Parameter im Vergleich zu den Anfangswerten zum Zeitpunkt  $t = t_0$  des Inbetriebsetzens sind klein. Bei kleinen Änderungen der Parameter kann das Gehänge in eine infinitesimal benachbarte neue Gleichgewichtslage  $O'$  übergehen, bei der dann  $\pi(O', df, da, \dots) = \pi(O) + d\pi(O) = 0$  gilt. Bei Abwesenheit von äußeren Kräften gilt im stationären Fall, d. h. nachdem die Änderungen im System abgeklungen sind,  $d\pi = 0$ . Die neue Nulllage ist um  $d\varphi$  von  $0$  verschieden.  $d\varphi$  ist aus (114) errechenbar. Wir rechnen hier mit differentiellen Änderungen, setzen aber voraus, daß das tatsächliche Geschehen es uns auch später erlaubt, mit endlichen Differenzen zu rechnen. Dann bekommen wir für die Änderung eines Parameters bei Konstanz der anderen einen Winkelausschlag  $d\varphi$ , der für den Parameter  $f$

$$(115) \quad d\varphi^f = - \frac{\frac{\partial \pi(O)}{\partial f} df}{\frac{\partial \pi(O)}{\partial \varphi}}$$

lautet. Die Federkonstante  $f$  ist eine temperatur- und zeitabhängige (Alterung) Größe:

$$(116) \quad d\varphi^f = N^2 \frac{\frac{\partial \pi(O)}{\partial f}}{M g r_0 + \frac{1}{2} m g a} \frac{df}{d\vartheta} d\vartheta,$$

$$(117) \quad d\varphi^f = N^2 \frac{\frac{\partial \pi(O)}{\partial f}}{M g r_0 + \frac{1}{2} m g a} \frac{df}{dt} dt.$$

Aus den Gleichungen (101) und (103) erhalten wir

$$(118) \quad \frac{\partial \pi(O)}{\partial f} = \frac{M g r_0 + \frac{1}{2} m g a}{f}$$

und damit

$$(119) \quad d\varphi^f = N^2 \frac{df}{f}, \quad d\varphi^f = N^2 \frac{1}{f} \frac{df}{d\vartheta} d\vartheta.$$

Der Temperaturkoeffizient der Feder

$$(120) \quad \alpha(f) = \frac{1}{f} \frac{df}{d\vartheta}$$

bewirkt also einen Winkelausschlag  $d\varphi^f$ , der einer Temperaturänderung  $d\vartheta$  proportional ist, jedoch quadratisch von dem Periodenverlängerungskoeffizienten  $N$  abhängt. Das gibt für langperiodische Seismographen beträchtliche Temperaturabhängigkeiten und wegen des begrenzten mechanischen Arbeitsbereiches strenge Anforderungen an die Temperaturkonstanz am Aufstellungsort.

Um den gesamten Einfluß zu erfassen, müssen wir die Konstruktion daraufhin analysieren. Zweifellos sind auch die Größen  $a$ ,  $r_0$ ,  $r_v$ , ..., die in der Praxis durch starre Stücke eines Werkstoffes, vornehmlich eines Metalles, gebildet werden, einer Längenänderung mit der Temperatur unterworfen. Für die Länge  $a$  ist der durch eine Änderung verursachte Winkelausschlag

$$(121) \quad d\varphi^a = + N^2 \frac{\frac{\partial \pi(0)}{\partial a}}{\bar{M} g r_0 + \frac{1}{2} m g a} da .$$

Das ergibt mit den Formeln (96) und (98) das Resultat

$$(122) \quad d\varphi^a = N^2 \left( 1 + \frac{2 a \sin \frac{\gamma}{2}}{2 a \sin \frac{\gamma}{2} - \lambda} - \frac{m a}{2 \bar{M} r_0 + m a} \right) \frac{da}{a} .$$

Mit  $\alpha(a) = (1/a)(da/d\vartheta)$  als thermischem linearem Ausdehnungskoeffizienten (TK) ist die Temperaturabhängigkeit

$$(123) \quad d\varphi^a = N^2 \left( 1 + \frac{2 a \sin \frac{\gamma}{2}}{2 a \sin \frac{\gamma}{2} - \lambda} - \frac{m a}{2 \bar{M} r_0 + m a} \right) \alpha(a) d\vartheta .$$

Für  $r_0$  und  $r_v$  liefert eine Rechnung

$$(124) \quad d\varphi^{r_0} = - N^2 \frac{1}{1 + \frac{m a}{2 \bar{M} r_0}} \frac{dr_0}{r_0}$$

und wie oben

$$(125) \quad d\varphi^{r_0} = - N^2 \frac{1}{1 + \frac{m a}{2 \bar{M} r_0}} \alpha(r_0) d\vartheta ,$$

$$(126) \quad d\varphi^{r_v} = + N^2 \frac{V \varrho}{\bar{M} \frac{r_0}{r_v} + \frac{m a}{2 r_v}} \frac{dr_v}{r_v} ,$$

$$(127) \quad d\varphi^{r_v} = + N^2 \frac{V \varrho}{\bar{M} \frac{r_0}{r_v} + \frac{m a}{2 r_v}} \alpha(r_v) d\vartheta .$$

Die Änderungen für die weiteren Parameter sind

$$(128) \quad d\varphi^{\lambda_Z} = - N^2 \frac{\lambda_Z}{2 a \sin \frac{\gamma}{2} - \lambda} \frac{d\lambda_Z}{\lambda_Z} ,$$

$$(129) \quad d\varphi^{\lambda_F} = - N^2 \frac{\lambda_Z}{2 a \sin \frac{\gamma}{2} - \lambda} \frac{d\lambda_F}{\lambda_F} .$$

Die Temperaturabhängigkeiten von  $\gamma$ ,  $\varrho$ ,  $V$ ,  $M$  wollen wir vernachlässigen. Die von ihnen verursachten Beträge  $d\varphi$  sind klein im Verhältnis zu den hier aufgeführten. Das gilt auch für die Wirkung der Temperatureffekte im Blattfedergelenk, die sich in einer Korrektur des TK von  $\alpha$  und  $r_0$  auswirken, jedoch um den Faktor  $10^2 \dots 10^3$  kleiner sind als diese und daher hier unberücksichtigt bleiben.

Wir fassen (120) - (129) zusammen und erhalten

$$(130) \quad \frac{d\varphi}{d\vartheta} = \sum_j \frac{d\varphi^j}{d\vartheta} , \quad j = r, a, r_0, r_v, \lambda_Z, \lambda_F ,$$

$$(131) \quad \frac{d\varphi}{d\vartheta} = N^2 \left[ \frac{1}{r} \frac{df}{d\vartheta} + c_1 \alpha(a) + c_2 \alpha(r_0) + c_3 \alpha(r_v) + c_4 \alpha(\lambda_Z) + c_5 \alpha(\lambda_F) \right]$$

mit

$$\begin{aligned}
 c_1 &= 1 + \frac{2 a \sin \frac{\gamma}{2}}{2 a \sin \frac{\gamma}{2} - \lambda} - \frac{m a}{2 \bar{M} r_0 + m a}, \\
 (132) \quad c_2 &= -\frac{1}{1 + \frac{m a}{2 \bar{M} r_0}}, \quad c_3 = \frac{v \cdot e}{\bar{M} \frac{r_0}{r_v} + \frac{m a}{2 r_v}}, \\
 c_4 &= -\frac{\lambda_Z}{2 a \sin \frac{\gamma}{2} - \lambda}, \quad c_5 = \frac{\lambda_F}{2 a \sin \frac{\gamma}{2} - \lambda}.
 \end{aligned}$$

Mit (120) kann man schreiben

$$(133) \quad \frac{d\varphi}{d\vartheta} = N^2 \sum_i \alpha_i \text{ (Konstruktion)}, \quad i = f, a, \dots, \lambda_F.$$

Die Summe der  $\alpha_i$  bezeichnen wir als TK des mechanischen Empfängers des Seismographen:

$$(134) \quad d\varphi = N^2 \alpha^{\text{seis}} d\vartheta.$$

$\alpha^{\text{seis}}$  vermittelt also einen Zusammenhang zwischen einer differentiellen Temperaturänderung  $d\vartheta$  und einer daraus folgenden Winkeländerung  $d\varphi$ .  $N^2$  beinhaltet den Einfluß der Eigenperiode  $T_s$ .  $d\varphi$  steigt quadratisch mit  $T_s$  an und ist für langperiodische Seismographen eine wichtige Größe.  $\alpha^{\text{seis}}$  ist daher unabhängig von der Eigenperiode und durch Messungen von kleinen Ausschlägen  $\Delta Z$  und kleinen Temperaturdifferenzen  $\Delta\vartheta$  bestimmbar. Mit  $l_Z$  als Zeigerlänge ist

$$(135) \quad \Delta Z \cong N^2 l_Z \alpha^{\text{seis}} \Delta\vartheta,$$

$$(136) \quad \alpha^{\text{seis}} \cong \frac{1}{N^2 l_Z} \frac{\Delta Z}{\Delta\vartheta} [^\circ\text{C}]^{-1}.$$

$\alpha^{\text{seis}}$  muß gewöhnlich als Mittelwert aus vielen Messungen bestimmt werden und ist auch für das Verhalten des Seismographen nur als ein solcher anzusehen. Den Übergang von Differentialen zu Differenzen sehen wir als gerechtfertigt an, weil die auftretenden Differenzen klein sind gegenüber den Ausgangswerten.

Aus (133) ersieht man sofort, daß nicht der TK der Feder  $\alpha(f)$  für  $\alpha^{\text{seis}}$  allein verantwortlich ist, wie meist angenommen (KIRNOS 1960[32], TEUPSER u. ULLMANN 1963 [74]), sondern daß die anderen Teile der Konstruktion wesentlich mitwirken und in die Berechnung einbezogen werden müssen (UNTERREITMEIER 1969[81]; TEUPSER u. UNTERREITMEIER 1970[75]). Erst dann kann man  $\alpha^{\text{seis}}$  wirklich sinnvoll und kontrollierbar minimisieren.

### 3.1.3. Dichteänderungen. Einfluß von Luftdruck, Feuchte und Wind

Sichtbare Störungen in Seismogrammen langperiodischer Seismographensysteme wie vom Typ C werden nach Beobachtungen durch schnell wechselnden Luftdruck, durch Feuchteänderungen und durch Wind verursacht. Unter diesen Einflüssen ändert sich immer auf irgendeine Art die Luftdichte und damit die am Gehänge im Abstand  $r_v$

von der Drehachse O angreifende Auftriebskraft. Nach Gleichung (115) ist der durch die Dichteänderung  $d\rho$  erzeugte Winkelausschlag  $d\varphi$

$$(137) \quad d\varphi^e = N^2 \frac{\frac{\partial \pi(0)}{\partial \rho}}{M g r_0 + \frac{1}{2} m g a} d\rho,$$

was mit den Bezeichnungen von Gleichung (92) den Ausdruck

$$(138) \quad d\varphi^e = N^2 \frac{V g r_v}{M g r_0 - V \rho g r_v + \frac{1}{2} m g a} d\rho$$

ergibt. Daraus wird mit  $\sigma$  als mittlerer Materialdichte des Gehänges

$$(139) \quad \sigma = \frac{M}{V},$$

$$(140) \quad d\varphi^e = N^2 \frac{r_v}{\sigma r_0 - \rho r_v + \frac{m a}{2V}} d\rho.$$

Es ist

$$(141) \quad \rho r_v \ll \sigma r_0, \quad \frac{m}{2} a \ll M r_0$$

und damit

$$(142) \quad d\varphi^e \approx N^2 \frac{r_v}{r_0} \frac{d\rho}{\sigma}.$$

Die Vernachlässigungen liegen für übliche Konstruktionen in der Größenordnung einiger Prozent. Dann gilt auch genähert

$$(143) \quad \Delta\varphi^e \approx N^2 \frac{r_v}{r_0} \frac{\Delta\rho}{\sigma}.$$

Die Auslenkung des Gehänges aus der Gleichgewichtslage durch Dichteänderungen wächst also auch quadratisch mit der Eigenperiode des mechanischen Empfängers.

Der quasistatische Einfluß, die Nullpunktänderung durch langsame Dichteänderungen, ist gegenüber dem der Temperatur vernachlässigbar. Die schnellen Änderungen von  $\rho$  mit Periodizitäten, die in den Teil der Übertragungscharakteristik fallen, in dem sie voll verstärkt werden, stören die Aufzeichnung beträchtlich und sind die Hauptursache für die in den Registrierungen enthaltenen Störwellen (Abb. 1). Die Dichteänderungen können dabei durch verschiedene Ursachen erzeugt werden. Als erstes ist die Änderung des barometrischen Druckes zu nennen.

Da nur kurzzeitige Änderungen Einfluß auf die Registrierungen haben, können wir auch unsere anderen Voraussetzungen auf kurze Zeiträume ( $\Delta t \leq 300$  s) beschränken. Seismographenstationen sind meist so beschaffen, daß sie eine hervorragende Kurzzeitkonstanz der Temperatur durch Unterbringung in Bergen oder Kellern besitzen. Für den betrachteten Zeitraum von  $\Delta t \leq 300$  s ist die Voraussetzung  $\vartheta = \text{const}$  zulässig. Das ergibt also für das betrachtete Luftvolumen, das den Seismographen umgibt, eine isotherme Zustandsänderung, die durch die Gleichung

$$(144) \quad \rho = \frac{\rho_0}{p_0} p, \quad \vartheta = \text{const}$$

einen Zusammenhang zwischen Druck- und Luftdichte liefert (POHL 1955[53]). Mit

$$(145) \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)_{\vartheta=0^\circ\text{C}} = 0,774 \frac{\text{m}^3 \text{at}}{\text{kg}}$$

wird daher

$$(146) d\rho = 0,774 dp, \quad \vartheta = 0^\circ\text{C}.$$

Das ist der gesuchte Zusammenhang zwischen kleinen Änderungen von Luftdichte und barometrischem Druck bei Temperaturen, die nicht wesentlich von  $0^\circ\text{C}$  verschieden sind. Das ergibt mit (142) Winkeländerungen

$$(147) d\varphi^D \approx N^2 \frac{r_v}{r_0} \frac{0,774}{\sigma} dp,$$

die bei langperiodischen Seismographensystemen als Störungen registriert werden.

(147) wurde aus Betrachtungen für langsame Störungen abgeleitet und darf deshalb nicht nur mit der Maximalvergrößerung bei Nutzperioden multipliziert werden. Für schnelle Änderungen müssen wir die Frequenzabhängigkeit der Störübertragungsfunktion beachten. Nach Gleichung (61) hat der Störterm zum rücktreibenden Moment - und nur das liefert einen wesentlichen Beitrag, und darauf wollen wir uns beschränken - in der DGl. des mechanischen Empfängers die Gestalt

$$(148) \frac{\partial m_R(0,0)}{\partial s_i} s_i \Big|_{s_i=\Delta\varrho} \equiv \frac{\partial m(0,0)}{\partial s_i} s_i \Big|_{s_i=\Delta\varrho} = \frac{\partial m(0,0)}{\partial \varrho} d\varrho \approx \frac{\partial m(0,0)}{\partial \varrho} \Delta\varrho.$$

Als  $s_i$  tritt hier die Luftdichtedifferenz  $\Delta\varrho$  bzw. die Luftdruckdifferenz  $\Delta p$  zum ungestörten Zustand auf. Das ergibt mit Gleichung (92)

$$(149) \frac{\partial m(0,0)}{\partial \varrho} \Delta\varrho = V g r_v \Delta\varrho(t) = V g r_v \cdot 0,774 \Delta p(t)$$

oder in anderer Deutung der Störgrößen nach Gleichung (48)

$$(150) \frac{\partial m(0,0)}{\partial s_i} s_i \equiv \frac{\partial m(0,0)}{\partial s_i} (s_i - s_0) = V g r_v [\varrho(t) - \varrho(t_0)] = \\ = V g r_v \cdot 0,774 [p(t) - p(t_0)], \quad \varrho(t_0) = \varrho_0, \quad p(t_0) = p_0,$$

was besser das zeitliche Verhalten zum Ausdruck bringt. Der Störterm tritt in der DGl. des mechanischen Empfängers direkt mit  $s_i$  auf und unterscheidet sich daher von äußeren Signalen durch den Faktor  $s_i^2$ . Das ergibt einen Faktor  $\omega^2$  und für sinusförmige Störsignale im eingeschwungenen Zustand eine Aufzeichnung mit der Amplitude

$$(151) A^{s_i} = \frac{1}{\theta_s} \frac{\partial m(0,0)}{\partial s_i} s_i \frac{\mathfrak{B}(\omega)}{\omega^2}.$$

Es ist

$$(152) \frac{1}{\theta_s} \frac{\partial m(0,0)}{\partial s_i} s_i \Big|_{s_i=\Delta\varrho} = \frac{V g r_v \omega_s^2}{\partial m(0,0)/\partial \varrho} [\varrho(t) - \varrho_0(t_0)] = \\ = N^2 \frac{V r_v \omega_s^2}{M r_0 + \frac{m}{2} a} (\varrho - \varrho_0).$$

Wir erhalten damit aus (15)

$$(153) \quad A^{\varrho} \approx \left( \frac{V r_v}{\bar{M} r_o + \frac{m}{2} a} \right) [\varrho(t) - \varrho(t_o)] \frac{\omega_s^2}{\omega^2} \mathfrak{D}(\omega) .$$

Dieser Ausdruck beschreibt die Frequenzabhängigkeit der Störampitude durch den Term

$$\frac{\omega_s^2}{\omega^2} \mathfrak{D}(\omega) .$$

Der erste Faktor in (153) entspricht dem des statischen Falles sehr langsamer Änderungen, bei dem eine Frequenzabhängigkeit durch eine spezielle Betrachtungsweise eliminiert war. Normieren wir, so ist mit  $\bar{\mathfrak{D}}$  als Betrag der Vergrößerung

$$(154) \quad \mathfrak{D}(\omega) = \bar{\mathfrak{D}} \cdot \bar{W}(\omega) .$$

Die beiden Betrachtungsweisen ergeben die Resultate

$$(155) \quad \begin{cases} A_{\text{statisch}}^{\varrho} = \bar{\mathfrak{D}}(N^2 \frac{V r_v}{\bar{M} r_o + \frac{m}{2} a}) \Delta\varrho , \\ A_{\text{dynamisch}}^{\varrho} = \bar{\mathfrak{D}}(N^2 \frac{V r_v}{\bar{M} r_o + \frac{m}{2} a}) \Delta\varrho(t) \frac{\omega_s^2}{\omega^2} W(\omega) \end{cases}$$

für die Abhängigkeit der Störampitude  $A^{\varrho}$  von Dichteschwankungen  $\Delta\varrho$ . Das Resultat überträgt sich mit Gleichung (147) auch auf Druckänderungen  $\Delta p$ . In (155) spielt also die normierte Übertragungsfunktion  $W(\omega)$  des Seismographensystems für seismische Wellen eine wichtige Rolle. Dabei sind nicht nur elektrodynamische Seismographensysteme zugelassen, denn die Effekte kommen aus dem Wirkmechanismus des vertikalen mechanischen Empfängers und treten bei allen Seismographentypen auf, die einen solchen makroskopischen mechanischen Schwinger als Empfänger benutzen.

Der Ausdruck

$$(156) \quad \tilde{W}(\omega) = \frac{\omega_s^2}{\omega^2} \bar{W}(\omega) ,$$

die Störungsübertragungsfunktion, bestimmt die Vergrößerung von Störwellen im interessierenden Frequenzbereich. Eine ähnliche Funktion,

$$(157) \quad \mathfrak{D} = \frac{2 L_g \kappa g}{1} \frac{W(\omega)}{\omega^2} ,$$

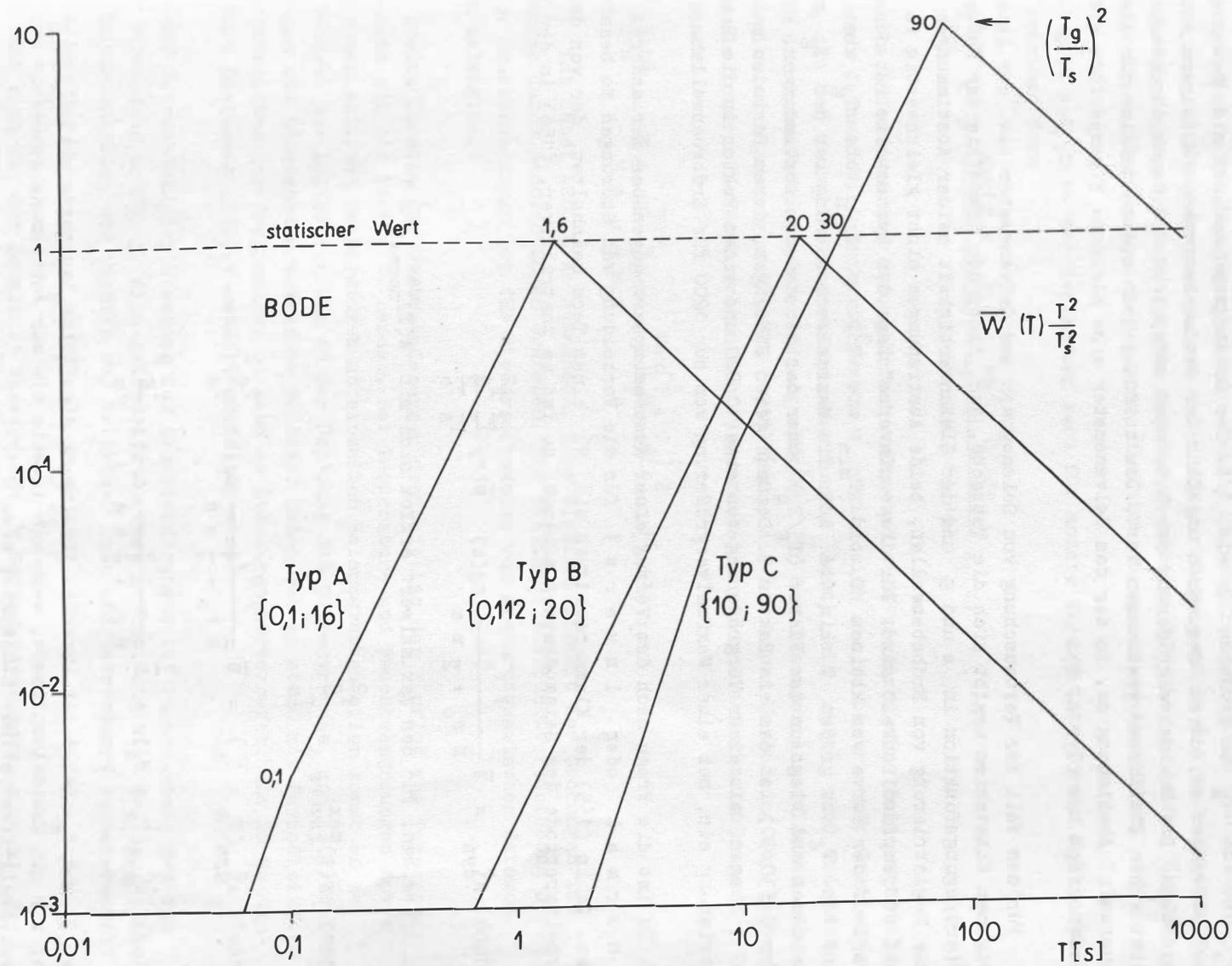
spielt eine Rolle bei dem Einwirken eines anderen, geophysikalischen Störfaktors, beim Auftreten sogenannter *N e i g u n g s s c h w i n g u n g e n*  $g \zeta(t)$  (TEUPSER 1960[69]), und ist für elektrodynamische Seismographen bestens untersucht. Sie hat danach ein Maximum für Breitbandabstimmungen bei

$$(158) \quad \omega_{\max} \approx 0,8909 \omega_s$$

und nimmt einen Maximalwert der normierten Funktion von

$$(159) \quad n_{\max} \approx 0,7274$$

an. Wir wollen für unsere Funktion (156) eine schematische Darstellung mit der Methode des BODE-Diagramms aus den Kurven von Abschnitt 2.1. konstruieren (Abb. 8).



Für elektrodynamische Seismographen ergibt sich der folgende Verlauf für  $\tilde{W}(\omega)$ . Bei der Multiplikation von  $\bar{W}(\omega)$  mit  $\omega_s^2/\omega^2 = T^2/T_s^2$  wird zu den schematischen Kurven im logarithmischen Maßstab von Abschnitt 2.1. die Gerade  $T^2$  durch den jeweiligen Punkt  $T_s$  addiert. Für eine Abstimmung mit  $T_s > T_g$  ist von kleinen  $T$  bis  $T_{\min}$  das Verhalten wie  $T^3$ , von  $T_{\min}$  bis  $T_s$  wie  $T^2$  mit dem Maximum bei  $T_s$  und von  $T_s$  zu größeren  $T$  wie  $1/T$ . Der Seismograph spricht also besonders auf Störungen an, deren Frequenzen ungefähr der des mechanischen Empfängers entsprechen. Die Maximalvergrößerung der Störungen entspricht dem durch Abschätzung des statischen Einflusses gewonnenen Wert. Das trifft jedoch ausschließlich für die „normale“ Abstimmung zu, in der das Galvanometer eine kleinere Eigenperiode als der Seismograph hat (Typ A, B).

Für den Fall der Vertauschung von Seismograph und Galvanometer bzw. der ihnen eigenen Konstanten ergibt sich die Tatsache, daß, trotz der Symmetrie der Nutzsignal-Übertragungsfunktion in  $s$  und  $g$  und der Gleichwertigkeit beider Abstimmungen für die Registrierung von Erdbebenwellen, beide Abstimmungen nicht gleichwertig in bezug auf Störempfindlichkeit sind. Für diese „inverse“ Lage der Systemteile ist der grobe Verlauf der Kurve von kleinen  $T$  bis  $T_{\min}$  wie  $T^3$ , von  $T_{\min}$  bis  $T_g$  wie  $T^2$  und von  $T_g$  zu großen  $T$  hin wie  $1/T$ . Die Maximalvergrößerung ist bei  $T_g$  zu verzeichnen und liegt um den Faktor  $(T_g/T_s)^2$  über der der anderen Abstimmungen. Für den Typ C (30/90) ist das ein Faktor 9. Demnach gehen Störungen, deren Perioden nahe bei 90 s liegen, mit einer Vergrößerung von etwa 10 800 und einem Faktor in die Registrierung ein, bei einer Maximalvergrößerung von nur 1200 für Erdbebenwellen.

Es ist die Frage nach dem Vorzug einer Abstimmungsart gegenüber der anderen (normal oder invers) für die Vermeidung von Störungen zu beantworten. Da in (155) der Klammerausdruck mit  $N^2$  einen Term beinhaltet, der von der Arbeitsperiode des Seismographen abhängt, so ist es instruktiver, (156) in der Form

$$(160) \quad \hat{A}_{\text{dyn}}^0 = \bar{v} \frac{V r_v}{M r_o + \frac{1}{2} m a} \Delta \varrho(t) \cdot \bar{W}(T) \frac{T^2}{T_s^2} \frac{T_s^2}{T_o^2}$$

zu schreiben. Für den Maximalwert ergibt sich mit  $W(T)_{\text{normal}}^{\max} = 1$

$$(161) \quad \tilde{W}(T)_{\text{invers}}^{\max} = \frac{T_g^2}{T_s^2},$$

$$(162) \quad \hat{A}_{\text{dyn}}^0(T_s > T_g) = \bar{v} \frac{V r_v}{M r_o + \frac{1}{2} m a} \Delta \varrho(t) \left(\frac{T_s}{T_o}\right)^2,$$

$$(163) \quad \hat{A}_{\text{dyn}}^0(T_g > T_s) = \bar{v} \frac{V r_v}{M r_o + \frac{1}{2} m a} \Delta \varrho(t) \left(\frac{T_g}{T_o}\right)^2.$$

Da  $T_s$  und  $T_g$  bei einer inversen Abstimmung die Plätze tauschen, gilt dieselbe Formel für die Maximalamplitude, wenn wir jeweils die zur Abstimmung gehörende größte Systemteil-Eigenperiode einsetzen, also

$$(164) \quad \hat{A}_{\text{dyn}}^0 = \bar{v} \frac{V r_v}{M r_o + \frac{1}{2} m a} \Delta \varrho(t) \left(\frac{\text{Max}[T_s, T_g]}{T_o}\right)^2.$$

Das ist die gleiche Formel wie für den statischen Einfluß, nur mit dem Unterschied, daß der Periodenverlängerungskoeffizient unterschiedlich ist:

$$(165) \quad N_{\text{stat}} = N = \frac{T_s}{T_0}, \quad N_{\text{dyn}} = \tilde{N} = \frac{\text{Max}[T_s, T_g]}{T_0}.$$

(164) zeigt, daß beide Abstimmungsarten gleiche Störempfindlichkeiten haben, die sich bei inversen Abstimmungen jedoch nicht mit der Eigenperiode des mechanischen Empfängers errechnen, sondern mit der des Galvanometers. Für die statischen Einflüsse liefern beide Abstimmungen Ergebnisse, die sich nur an  $T_s$  orientieren.

(164) gilt auf Grund der Herleitung auch für andere Kurzzeitstörungen  $s_i(t)$  in der allgemeinen Form

$$(166) \quad \hat{A}_{\text{dyn}}^{s_i} = \bar{v} \left( \frac{\text{Max}[T_s, T_g]}{T_0} \right)^2 \frac{\partial \mathcal{M}(0, 0) / \partial s_i}{N^2 (\partial \mathcal{M}(0, 0) / \partial \varphi)} s_i(t).$$

Schnelle Änderungen des atmosphärischen Druckes sind vielfach eine Folge wechselnden Windes. Je nach Windgeschwindigkeit  $v$  ergibt sich ein barometrischer Gradient, ein  $\Delta p$ , das bei schnellen Windstärkeschwankungen  $\Delta v(t)$  ein  $\Delta p(t)$  wird und nach (166) in die Aufzeichnungen als Störung eingeht. Für den Zusammenhang zwischen  $\Delta p$  und  $v$  gibt es Angaben von SIEBERG (1918) [60], die mit einer Umrechnung auf Windstärken als interpolierte Kurve in Abb. 9 dargestellt sind. Die Maximalstörungen sind danach

$$(167) \quad \hat{A}_{\text{dyn}}^{\text{Wind}} = \bar{v} \frac{V r_v}{M r_0 + \frac{1}{2} m a} \left( \frac{\text{Max}[T_s, T_g]}{T_0} \right)^2 \Delta \varrho[v(t)];$$

$\Delta \varrho[v(t)]$  ist dabei Abb. 8 zu entnehmen. Eine Windabhängigkeit der Störungen ist seit langem durch Beobachtungen erwiesen. Die statische Nullpunktverschiebung durch langsame Druckänderungen ist für die Arbeitsweise von elektrodynamischen Seismographen belanglos.

Als zweite Ursache für Dichteänderungen der Luft ist der Einfluß von Temperatur und Feuchte auf die Dichte zu nennen. Bei Temperatur- und Feuchteänderungen sowie bei unterschiedlichen Temperaturen an einzelnen Seismographenteilen kommt es zu einem Wechsel der Luftschichtung in der Umgebung des Seismographen, und es gibt Luftströmungen und Dichteschwankungen am Gehänge. Geschieht so etwas mit Periodizitäten des Nutzbereiches der Abstimmung, so kann es Störungen hervorrufen, die im Seismogramm nach Gleichung (164) verstärkt enthalten sind.

Bei der Betrachtung der Ursachen für Dichteänderungen ist zu beachten, daß die bisher verwendete Größe  $\varrho$  eine gemittelte Dichte  $\bar{\varrho}$  ist, die sich aus den vorhandenen Volumenanteilen und Dichten von trockener Luft und Wasserdampf zusammensetzt:

$$(168) \quad \varrho = \varrho^{\text{Atmosphäre}} = \varrho^{\text{Luft, H}_2\text{O}} = \bar{\varrho}.$$

$\bar{\varrho}$  bestimmt sich mit dem Gehalt an Wasserdampf im Seismographenraum, also mit der vorhandenen Luftfeuchtigkeit, die bei Abweichen von einem Sollwert, z. B. durch eine Klimaanlage, wieder auf diesen Wert gebracht wird. Das ist ein Prozeß, der vielfach nicht kontinuierlich erfolgt und demzufolge nachgewiesene Störungen in den Aufzeichnungen hervorruft.

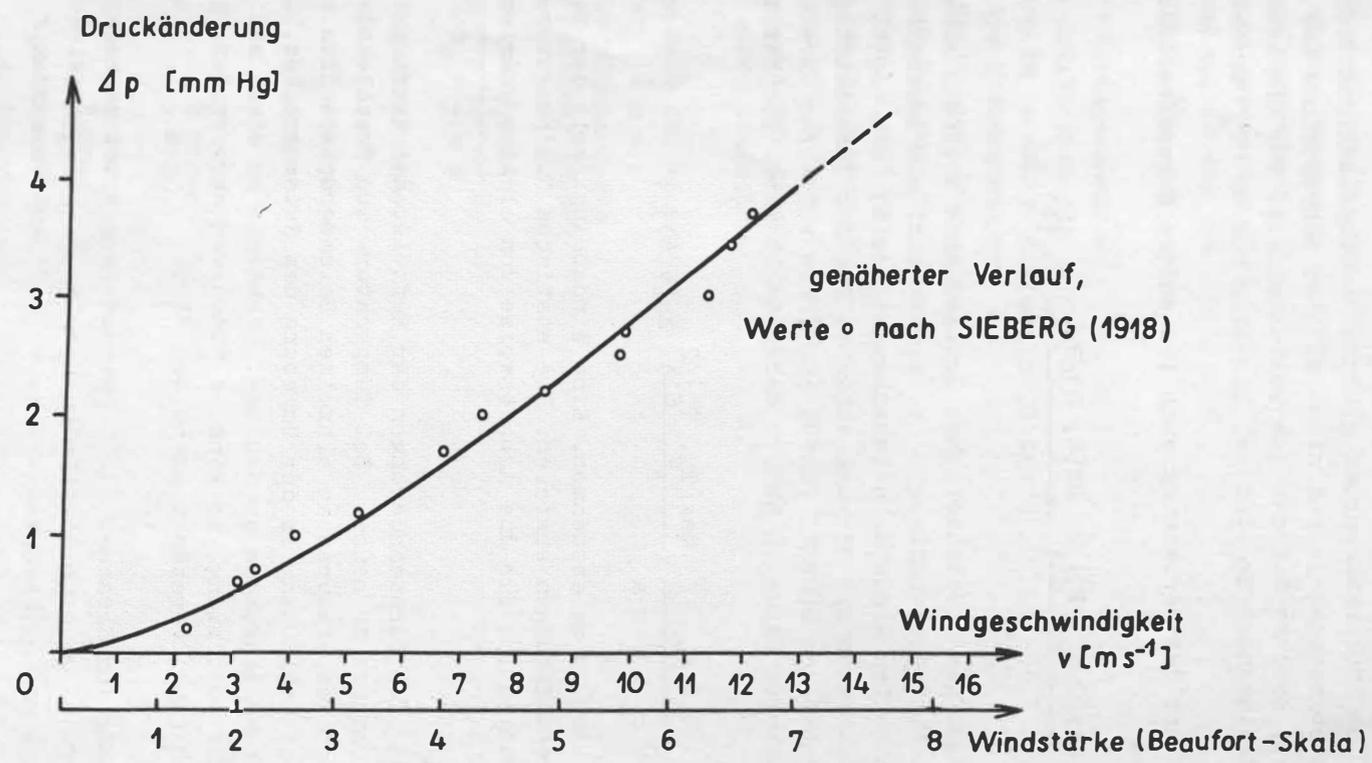


Abb. 9

Das Volumen, das den Seismographen umgibt, sei  $V_s$ , eine konstante Größe, etwa der Rauminhalt unter der Abschirmhaube über dem Seismographen. Wenn keine vollkommene Abdichtung dieses Volumens gegenüber der Außenwelt erreicht wird, ändert sich die Zusammensetzung der Luft in  $V_s$ . Für die mittlere Dichte kann man schreiben:

$$(169) \quad \bar{\rho} V_s = \sum_i \rho_i V_{s_i},$$

$$\bar{\rho} = \frac{1}{V_s} (\rho^{\text{Luft}} V_s^{\text{Luft}} + \rho^{\text{H}_2\text{O}} V_s^{\text{H}_2\text{O}}),$$

$$V_s^{\text{Luft}} = V_s - V_s^{\text{H}_2\text{O}},$$

$$\bar{\rho} = \frac{1}{V_s} [\rho^{\text{Luft}} (V_s - V_s^{\text{H}_2\text{O}}) + \rho^{\text{H}_2\text{O}} V_s^{\text{H}_2\text{O}}],$$

$$\bar{\rho} = \frac{1}{V_s} [\rho^{\text{Luft}} V_s + V_s^{\text{H}_2\text{O}} (\rho^{\text{H}_2\text{O}} - \rho^{\text{Luft}})],$$

$$(170) \quad \bar{\rho} = \rho^{\text{Luft}} + \frac{V_s^{\text{H}_2\text{O}}}{V_s} (\rho^{\text{H}_2\text{O}} - \rho^{\text{Luft}}).$$

Zur Abkürzung sei der Wassergehalt  $w_v$  eingeführt:

$$(171) \quad w_v = \frac{V_s^{\text{H}_2\text{O}}}{V_s} < 1.$$

Dann ist

$$(172) \quad \bar{\rho} = \rho^{\text{Luft}} + w_v (\rho^{\text{H}_2\text{O}} - \rho^{\text{Luft}}),$$

und die differentielle Änderung wird

$$(173) \quad d\bar{\rho} = d\rho^{\text{Luft}} + dw_v (\rho^{\text{H}_2\text{O}} - \rho^{\text{Luft}}) + w_v (d\rho^{\text{H}_2\text{O}} - d\rho^{\text{Luft}}).$$

Das ergibt mit (140)

$$(174) \quad d\varphi^{\bar{\rho}} = \frac{N^2 r_v}{\sigma r_o - \rho r_v + \frac{m a}{2 V}} d\bar{\rho}.$$

Es bedeuten  $d\rho^{\text{Luft}}$ ,  $d\rho^{\text{H}_2\text{O}}$  die Dichteänderungen durch Druck- und Temperaturänderungen,  $dw_v$  die Änderung des Wassergehaltes durch Umwelt und Klimaanlage.

Berücksichtigt man nur den Einfluß der Änderung des Wassergehaltes und nähert das Ergebnis, dann ergibt sich

$$(175) \quad d\varphi^{w_v} \approx N^2 \frac{r_v}{r_o} (\rho^{\text{H}_2\text{O}} - \rho^{\text{Luft}}) \frac{dw_v}{\sigma}.$$

Meist ist es aber günstiger, statt (175) einen formelmäßigen Zusammenhang zwischen Feuchteänderungen und Störungen zu haben, da Feuchtwerte direkt registriert werden und damit zum Vergleich mit den gestörten Seismogrammen herangezogen werden können. Die relative Feuchtigkeit bei der Temperatur  $\vartheta$  ist

$$(176) \quad F(\vartheta) = \frac{V_{\text{Sätt.}}^{\text{H}_2\text{O}}}{V_{\text{H}_2\text{O}}} \leq 1,$$

worin

$$\frac{V_{\text{Sätt.}}^{\text{H}_2\text{O}}}{V_{\text{H}_2\text{O}}} = V_{\vartheta}^{\text{H}_2\text{O}}$$

das Sättigungsvolumen an Wasser für Luft der Temperatur  $\vartheta$  ist. Mit

$$(177) \quad F(\vartheta) = \frac{V_{\text{Sätt.}}^{\text{H}_2\text{O}}}{V_{\vartheta}^{\text{H}_2\text{O}}} \cdot 100 [\%]$$

wird

$$(178) \quad w_v = \frac{V_{\text{Sätt.}}^{\text{H}_2\text{O}}}{V_{\text{S}}} = \frac{V_{\vartheta}^{\text{H}_2\text{O}}}{100 V_{\text{S}}} F(\vartheta),$$

$$(179) \quad dw_v = \frac{V_{\text{Sätt.}}^{\text{H}_2\text{O}}}{100 V_{\text{S}}} dF, \quad \vartheta = \text{const.}$$

Dann ist unter der Bedingung konstanter Temperatur für Feuchteänderungen, also bei entkoppelten Einflüssen,

$$(180) \quad d\varphi^e = \frac{N^2 r_v}{\sigma r_o + \varrho r_v + \frac{m a}{2 V}} \times \\ \times \left\{ d\varrho^{\text{Luft}} - F \frac{V_{\vartheta}^{\text{H}_2\text{O}}}{100 V_{\text{S}}} (d\varrho^{\text{Luft}} - d\varrho^{\text{H}_2\text{O}}) - dF \frac{V_{\vartheta}^{\text{H}_2\text{O}}}{100 V_{\text{S}}} (\varrho^{\text{Luft}} - \varrho^{\text{H}_2\text{O}}) \right\}$$

der gesuchte Zusammenhang zwischen Dichte- und Feuchteänderungen einerseits und dem durch diese Änderungen erzeugten Winkelausschlag  $d\varphi^e$  andererseits.  $F$  und  $dF$  sind in Prozenten einzusetzen. Der Einfluß schneller Feuchteänderungen auf die Registrierung bei konstantem Luftdruck und konstanter Temperatur ist

$$(181) \quad \hat{A}_{\text{dyn}}^F = \bar{v} \left( \frac{\text{Max}[T_s, T_g]}{T_o} \right)^2 \frac{r_v}{\sigma r_o - \varrho r_v + \frac{m a}{2 V}} \frac{V_{\vartheta}^{\text{H}_2\text{O}}}{100 V_{\text{S}}} (\varrho^{\text{Luft}} - \varrho^{\text{H}_2\text{O}}) dF.$$

Die Nullpunktverschiebungen durch langsame Feuchteänderungen sind für den Arbeitsbereich des Vertikalseismographen ohne Bedeutung.

Bei allen Abschätzungen dieses Absatzes 3.1.3. wurde stillschweigend vorausgesetzt, daß die äußeren Störfaktoren direkt eingreifen können und es keine Abschirmung des Seismographen gegenüber der Wirkung der Änderungen der Umweltparameter gibt. Ist ein Seismograph durch ein Schutzgehäuse o. ä. gekapselt, so wird nur ein Teil des äußeren Geschehens auf das „Seismographeninnere“ übertragen. Die Störungen greifen je nach Abschirmung nur zum Teil auf das Innere durch. Unter Berücksichtigung eines solchen Durchgriffs D

$$(182) \quad D = \frac{s_i^{\text{innen}}}{s_i^{\text{außen}}} \leq 1$$

ist der Maximalbetrag der zu erwartenden Störungen

$$(183) \quad \hat{A}_{\text{dyn}}^{s_i} = D \cdot \mathfrak{B} \left( \frac{\text{Max}[T_s, T_g]}{T_o} \right)^2 \frac{\partial \mathfrak{M}(0, 0) / \partial s_i}{N^2 (\partial \mathfrak{M}(0, 0) / \partial \varphi)} s_i(t) .$$

D kann nur durch Messungen ermittelt werden. Lassen sich Störwirkungen nicht gleich am Angriffspunkt kompensieren, so muß das Bestreben dahin gehen, den Durchgriff D möglichst klein zu machen.

### 3.1.4. Schwereänderungen

Der Einfluß der Änderung der Schwerebeschleunigung  $g$  ist nach 3.1.1.

$$(184) \quad d\varphi^g = - \frac{\partial \mathfrak{M}(0, 0) / \partial g}{\partial \mathfrak{M}(0, 0) / \partial \varphi} dg .$$

Mit Gleichung (112) wird daraus

$$(185) \quad d\varphi^g = - N^2 \frac{dg}{g} .$$

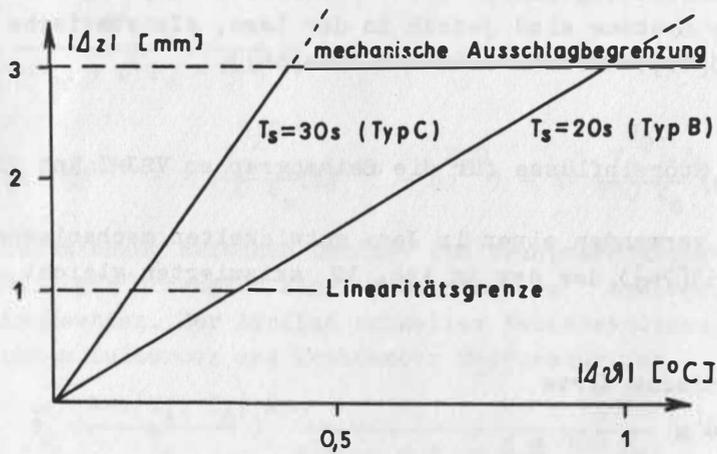
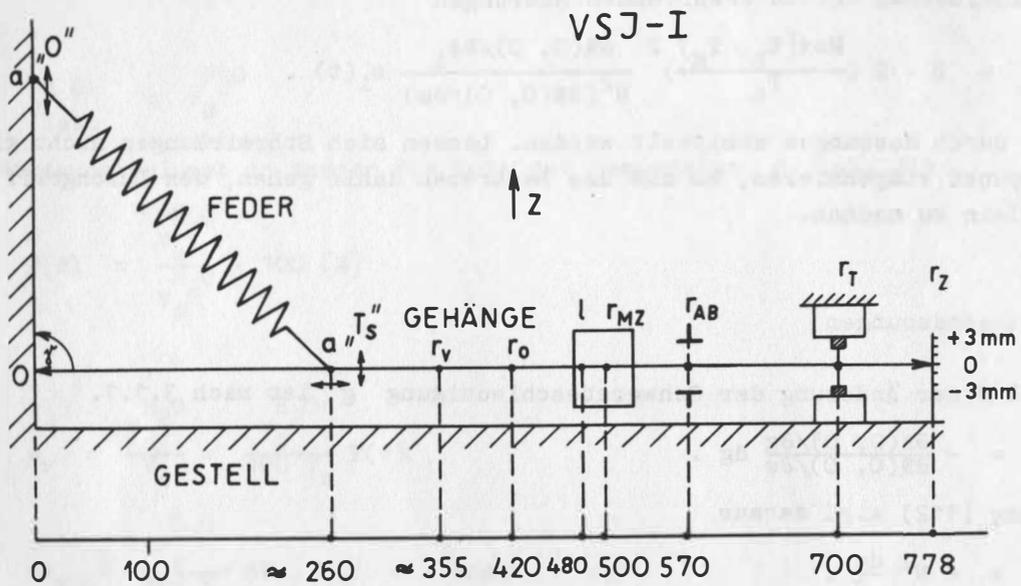
Die relativ kleinen Verschiebungen werden von elektrodynamischen Vertikalseismographen nicht registriert, da sie Periodizitäten in der Größenordnung von halben Tagen und größer haben. Ein direkt registrierender mechanischer Empfänger mit hoher Vergrößerung und geregelte Systeme sind jedoch in der Lage, als statische Schweremesser zu wirken (MEISSER 1935[45]; SUTTON u. LATHAM 1964[66]).

### 3.1.5. Abschätzung der Störeinflüsse für die Seismographen VSJ-I und VSJ-I/L

Beide Seismographen verwenden einen in Jena entwickelten mechanischen Empfänger (TEUPSER u. ULLMANN 1963[74]), der dem in Abb. 10 skizzierten gleich und folgende Werte hat (Tab. 1):

Tab. 1. VSJ-I, technische Werte

	$T_o = 1,4 \text{ s}$		
	$T_s = 5 \dots 60 \text{ s}$		
VSJ-I:	$T_s = 20 \text{ s}$ ,	$N^2 \approx 200$ ,	Typ B
VSJ-I/L:	$T_s = 30 \text{ s}$ ,	$N^2 \approx 460$ ,	Typ C
	$M = 5 \text{ kg}$ ,	3,2 kg Messingzylinder	
		1,8 kg restliches Alufgehänge	
		mittlere Dichte: $\bar{\sigma} = 5,7 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$	
Feder Masse:	$m = 545 \text{ g}$		
Genäugevolumen:	$V \approx 930 \text{ cm}^3$		



$$\text{VSJ-I, } |\alpha^{\text{seis}}| = 2 \cdot 10^{-5} (\text{°C})^{-1}$$

$$|\Delta z| = N^2 \cdot r_z |\alpha^{\text{seis}}| |\Delta \theta|$$

Abb. 10

Abstände vom Drehpunkt:

Federangriffspunkt	$a \approx 260 \text{ mm}$ (je nach Feder)
Volumenmittelpunkt	$r_v \approx 355 \text{ mm}$
Schwerpunkt	$r_o = 420 \text{ mm}$
Reduzierte Pendellänge	$l = 480 \text{ mm}$
Mitte des Messingzylinders (MZ)	$r_{MZ} = 500 \text{ mm}$
Ausschlagbegrenzung für $\pm 3 \text{ mm}$	
Ausschlag (AB)	$r_{AB} = 570 \text{ mm}$
Tauchspulen (T)	$r_T = 700 \text{ mm}$
Nullpunktzeiger	$r_Z = 778 \text{ mm}$
Federmaterial: Ni-Span-C mit 5-6 % Cr	
TK des Seismographen $ \alpha^{\text{seis}}  \leq 2 \cdot 10^{-5} [^{\circ}\text{C}]^{-1}$	
für Serien der Baujahre 1965 - 1968	
Trägheitsmoment $\theta_s \approx 10^4 \text{ kg cm}^2$	
Magnetsysteme	
Tauchspulen: CuL-Draht, $R_s \approx 325 \Omega$	
Äußere Abschirmung: Piacryl-Gehäuse und Glaskasten	

Diese Werte für den mechanischen Empfänger weichen nicht wesentlich von denen anderer Konstruktionen ab und können als Richtwerte für einen langperiodischen Vertikalseismographen betrachtet werden.

Durch den großen Wert des Periodenverlängerungskoeffizienten  $N$  für einen Betrieb mit  $T_s = 20 \text{ s}/30 \text{ s}$  und den für die Geräte bis 1968 gültigen Wert des TK von  $|\alpha^{\text{seis}}| \leq 2 \cdot 10^{-5} [^{\circ}\text{C}]^{-1}$  ist die Funktion des Vertikalseismographen VSJ-I an gute klimatische Verhältnisse am Aufstellungsort gebunden. Bereits Temperaturschwankungen  $\Delta\vartheta \approx 0,4 \text{ }^{\circ}\text{C}$  für ein 30-s-Gerät und  $\Delta\vartheta \approx 1 \text{ }^{\circ}\text{C}$  für ein 20-s-Gerät genügen, um das Gehänge an der Ausschlagbegrenzung anliegen zu lassen. Fordert man zur Vermeidung von Nichtlinearitäten, daß sich das Gehänge bei Schwankungen der Umweltfaktoren nicht mehr als  $\Delta Z = 1 \text{ mm}$  aus der Nulllage entfernen darf, so sind die Bedingungen an die Temperaturkonstanz

$$(186) \quad |\Delta\vartheta(T_s = 30 \text{ s})| \leq 0,15 \text{ }^{\circ}\text{C}, \quad |\Delta\vartheta(T_s = 20 \text{ s})| \leq 0,3 \text{ }^{\circ}\text{C}$$

gebunden. Das sind sehr strenge Einschränkungen für die Verhältnisse am Stationsort, und sie charakterisieren ganz gut die allgemein bekannten und überall vorhandenen Schwierigkeiten mit langperiodischen Vertikalseismographen. Hier ist der erste Punkt, an dem die Entwicklung ansetzen mußte. Im Rahmen der Errichtung von Stationsdreiecken und Stationsnetzen, bei denen die Basisstation mit ihrer hervorragenden Lage und Einrichtung nur ein Knoten des Netzes ist, erfolgt der Betrieb der anderen Stationen meistens in zu diesem Zweck ausgebauten Kellern, Stollen o. ä., die derartige Anforderungen an das Klima nicht immer erfüllen. Hier kann nur eine Verringerung des TK des Seismographen eine wirksame Abhilfe darstellen.

Die statischen Verschiebungen der Gleichgewichtslage durch Temperaturänderungen überwiegen gegenüber den durch Luftdruckänderungen und Schwereänderungen hervorgerufenen. Für einen VSJ-I/L der Station Moxa sind die Maximalwerte der Nullpunktverschiebungen für den 16. Januar 1967, die durch die in Klammern stehenden Änderungen der Umweltfaktoren hervorgerufen wurden:

$$(187) \begin{cases} \Delta\vartheta = -0,2 \text{ }^{\circ}\text{C} \text{ (Klimaanlage)}, \\ \Delta p = -4,5 \text{ Torr (heranziehendes Tief)}, \\ \Delta g \approx 40 \cdot 10^{-6} \frac{\text{cm}}{\text{s}^2} = 40 \text{ } \mu\text{gal} \end{cases}$$

(Erwartungswert nach HAALCK (1955) [27] für tägliche Schwerevariationen). Mit den Formeln aus 3.1.2. ... 3.1.4. und den Werten des VSJ-I/L ergeben sich Verschiebungen im Schwerpunkt  $r_0$  des Gehäuses von

$$(188) \quad |\Delta z^{\vartheta}| = 1,05 \text{ mm}, \quad |\Delta z^p| = 25 \cdot 10^{-3} \text{ mm}, \quad |\Delta z^g| \leq 7,9 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$$

bei einem möglichen Maximalausschlag von  $\pm 1,62$  mm bei  $r_0 = 420$  mm. Diese Störungen haben nur dann einen Einfluß auf die Aufzeichnung, wenn sie schnell erfolgen, wie das bei raschen Druckschwankungen und bei Feuchteänderungen der Fall ist. Die Auswertung einer in den Vormittagsstunden des 11. 7. 1967 gestörten Registrierung des VSJ-I/L (Typ C) in der Station Moxa ist mit den nachgezeichneten Registrierungen von Luftfeuchte, Temperatur und Außenluftdruck in Abb. 11 dargestellt. Da kein Beben aufgezeichnet wurde, war Störfreiheit mit einer glatten Nulllinie identisch, und damit konnte die Zahl der von den Störungen hervorgerufenen sinusförmigen Störwellen als Maß für eine Störaktivität angesehen werden. Die ausgezählten Störhalbwellen für jede halbe Stunde wurde summiert ( $N_s$ ) und in Abb. 11 dargestellt. Die Feuchteänderung und die damit verbundene kleine Temperaturänderung sind durch den Betrieb der Klimaanlage entstanden, die in den Sommermonaten für die Einhaltung bestimmter Feuchtwerte einige Stunden betrieben wird. Wie man sieht, sind hier wahrscheinlich die schnellen Feuchteänderungen die Ursache für die Störungen. Die Temperatur ändert sich nur langsam und wenig. Der Luftdruck hat eine langsam fallende Tendenz über den ganzen Tag.

Mit den Werten für den VSJ-I und

$$(189) \begin{cases} T_s = 30 \text{ s}, \quad N^2 = 420, \quad \sigma = 5,7 \text{ g/cm}^3, \\ e_{10}^{\text{Luft}} = 0,0012472 \text{ g/cm}^3, \quad e_{10}^{\text{H}_2\text{O}} = 0,999727 \text{ g/cm}^3, \\ \vartheta = 10 \text{ }^{\circ}\text{C}, \quad p = 760 \text{ mm}, \quad F \approx 50 \% \end{cases}$$

erhält man in Näherung bei voller Vergrößerung  $V = 10800$  für die Störungen beim Typ C

$$(190) \quad \frac{\hat{\Delta A}^F}{\text{mm}} \approx 18 \frac{\Delta F}{\%}$$

und mit  $\Delta F = 3 \%$

$$(191) \quad \hat{\Delta A}^F(T_s = 30 \text{ s}, \Delta F = 3 \%) \approx 54 \text{ mm}.$$

Diese Störampplituden treten beim Arbeiten der Klimaanlage auf. Die Abschätzung gilt nur für einen „offenen“ Empfänger. Ein Vergleich der Registrierung der Feuchte mit den Maximalwerten der Störungen in den Seismogrammen (vgl. Abb. 1) zeigt allerdings, daß für Feuchtestörungen beim VSJ-I ohne druckdichtes Gehäuse der Durchgriff

$$(192) \quad D^{\Delta F}(\text{VSJ-I}) \geq 5 \%$$

beträgt.

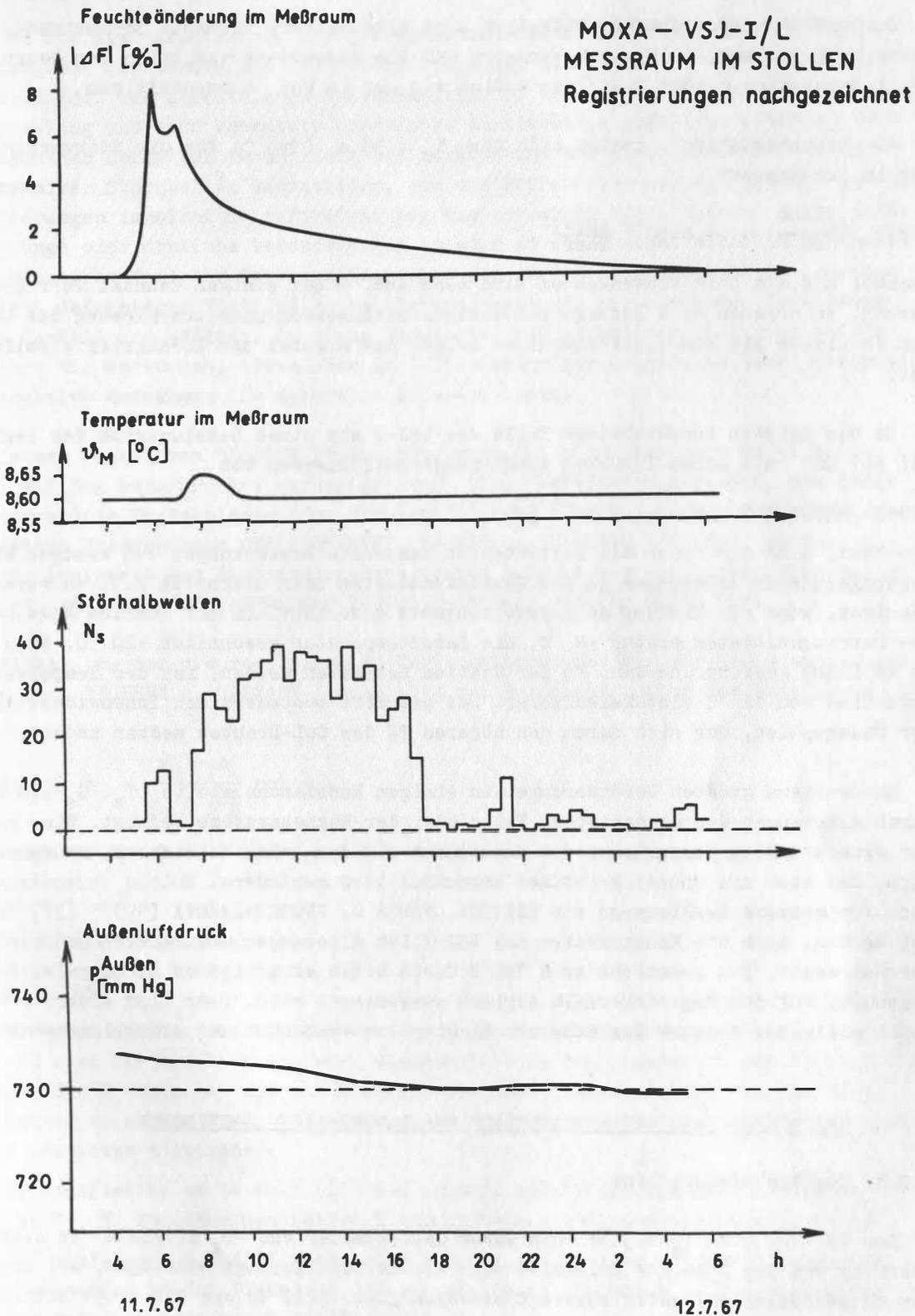


Abb. 11

Durch Wind hervorgerufene Störungen sind eine weitere bekannte Erscheinung, die wesentlich die Registrierungen verzerrt und die Auswertung von Beben erschwert. Mit der Kompensation dieser Einflüsse wollen wir uns in Kap. 4 beschäftigen.

Als Abschätzungswert ergibt sich für  $T_s = 30$  s (Typ C) für die Störverschiebungen im Schwerpunkt

$$(193) \frac{\Delta Z_{\text{Wind}}}{\text{mm}} \approx 4,8 \cdot 10^{-2} \frac{\Delta p(v)}{\text{Torr}}.$$

Rechnet man mit böig schwankendem Wind nach Abb. 9 bei einigen Zehntel Torr Druckänderung, so ergeben sich Beträge von einigen Millimetern ohne Abschirmung des Gerätes. Ein Vergleich mit den Registrierungen zeigt, daß hierbei der Durchgriff ziemlich hoch ist.

Da die meisten konstruktiven Teile des VSJ-I aus einem Gußaluminium der Legierung GAL Si7 Cu1 mit einem linearen Ausdehnungskoeffizienten von

$$(194) \alpha(\text{GAL Si7 Cu1}) = 2 \cdot 10^{-5} [^{\circ}\text{C}]^{-1}$$

bestehen, sind die durch die auftretenden Temperaturschwankungen von weniger als  $1^{\circ}\text{C}$  hervorgerufenen Änderungen in den Gerätekonstanten nach Abschnitt 2.3. zu vernachlässigen, wenn die Eichung am Aufstellungsort geschieht. In der Station Moxa beträgt die Durchschnittstemperatur  $+8^{\circ}\text{C}$ , die Labortemperatur gewöhnlich  $+20^{\circ}\text{C}$ . Wenn Geräte im Labor geeicht und dann in der Station betrieben werden, ist der Temperaturunterschied von  $12^{\circ}\text{C}$  einzukalkulieren. Das betrifft besonders den Innenwiderstand  $R_s$  der Tauchspulen, der sich durch den höheren TK des CuL-Drahtes meßbar ändert.

Die weitaus größten Veränderungen in einigen Konstanten wie in  $T_s$ ,  $G_s$  und  $\kappa$  sind durch Alterungen der mechanischen Teile oder der Magnetsysteme bedingt. Hier hilft nur eine ständige Überprüfung der Konstanten und dann eine Neueichung, um zu verhindern, daß sich die Charakteristiken unkontrolliert verändern. Solche Veränderungen sind für mehrere Gerätetypen von RAKITOV, PONSE u. PROSKURJAKOVA (1970) [55] berechnet worden. Auch die Konstruktion des VSJ-I ist Alterungen unterworfen und wird daher überwacht. Das geschieht beim Typ B durch einen elektrischen Eichimpuls, dessen Ausschlag auf dem Registrierfilm täglich ausgemessen wird. Dann sind Alterungen meist mit einer Abnahme der Höhe der Eichimpulse verbunden und schnell erkennbar.

### 3.2. Störeffekte aus der Konstruktion des mechanischen Empfängers

#### 3.2.1. Das Blattfedergelenk

Der VSJ-I/L mit  $T_s = 30$  s und einem Galvanometer von  $T_g = 77,2$  s in einer Abstimmung von Typ C zeigte zeitweise sehr starke impulsartige Störungen, bei denen das Galvanometer stoßartig angeregt erschien (Abb. 12). Es war für diese Störerschwingungen weder eine Korrelation mit den Umweltfaktoren noch der Nachweis eines bestimmten Tagesabschnittes mit höchster Aktivität möglich. Dennoch war festzustellen, daß starke Störungen in den Aufzeichnungen stets mit großen Differenzen zwischen Außen- und Innentemperatur, Änderungen der Großwetterlage, starkem Wind sowie mit dem Arbeiten der Klimaanlage zusammenfielen, also in Zeiten besonders häufig waren, in denen die Gleichgewichtslage des Gehänges größeren Schwankungen unterworfen war.

In Abb. 12 ist die Aufzeichnung der Z-Komponente, die Mikroseismik und ein Beben wiedergibt, von für Geräte vom Typ C hervorragender Störfreiheit, ausgenommen die Störschwingungen des angestoßenen Galvanometers. Da keine Korrelation mit den Umweltfaktoren gelang und auch vermutete thermische impulsartige Störungen (TEUPSER 1967 [72]) wegen der doppelten Abschirmung des Gerätes und der Abwesenheit besonders hitzeintensiver Störquellen ausschieden, war die Betrachtung auf das Gehänge gelenkt. Da die Störungen impulsartig auftraten, lag die Vermutung nahe, daß sie durch plötzliche Sprünge oder ähnliche Veränderungen in oder an einem sonst nicht in Erscheinung tretenden starren Teil des Gehänges hervorgerufen würden. Als Störquellen erwiesen sich leicht deformierte Blattfedern im Blattfedergelenk, der biegsamen Verbindung zwischen Gestell und Gehänge. Da diese Störungen auch an anderen Stationen auftraten, wollen wir versuchen, etwas über ihre Entstehung auszusagen, um durch geeignete konstruktive Maßnahmen ihr Auftreten auszuschließen.

Nach einem Patent von ULLMANN (1965) [79] wird die Drehachse beim VSJ-I durch zwei nur auf Zug beanspruchte einlagige dünne Stahlblattfedern gebildet, die damit früher verwendete Spitzenlager oder Kreuzbandgelenke ablösen. In einer ausführlichen theoretischen Untersuchung (MALISCHEWSKY, TEUPSER u. ULLMANN 1970[42]) wird u. a. dargelegt, inwieweit das Blattfedergelenk seiner Aufgabe als konstante Drehachse gerecht wird und welche Bemessung der Federn besonders günstig dafür ist.

Der Winkel  $\nu$ , den die resultierende Kraft am Drehpunkt mit der Horizontalen bildet, hat nach TEUPSER u. ULLMANN (1963) [74] bei Berücksichtigung der Federmasse  $m$  den Wert

$$(195) \quad \tan \nu = - \frac{r_0 - a}{r_0 + \frac{m a}{2 M}} \cot \frac{\chi}{2} .$$

Mit den Angaben aus 3.1.5. für den VSJ-I erhält man Werte von

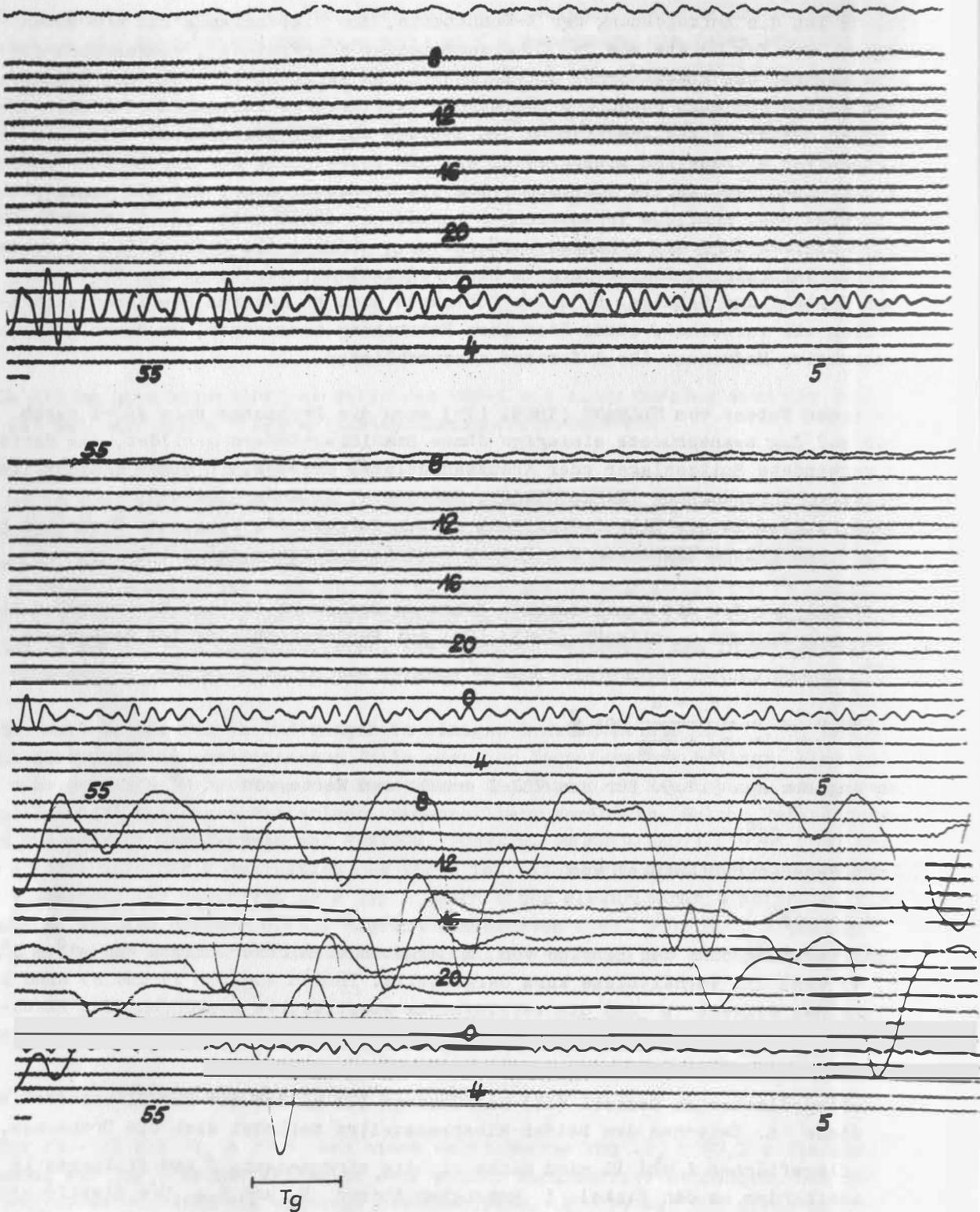
$$(196) \quad \nu \approx - 25^\circ$$

bei einem Federangriffswinkel von

$$(197) \quad \delta \approx 45^\circ .$$

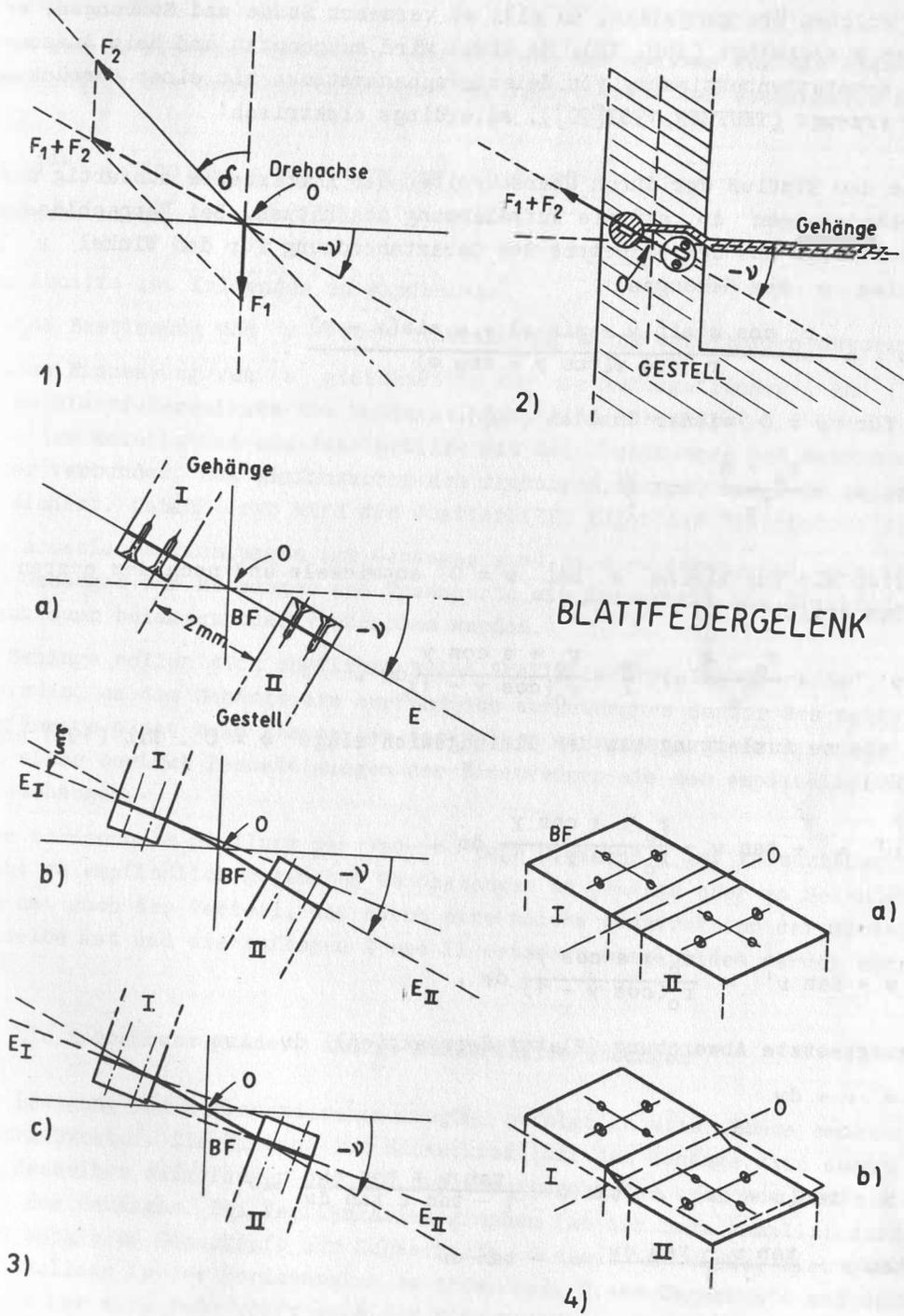
Bei einer Rechnung ohne den Einfluß von  $m$  ergeben sich Unterschiede von  $1^\circ - 2^\circ$ . In Abb. 13 sind die Verhältnisse kurz dargestellt. In den Figuren 1) und 2) sind die Entstehung des Winkels  $\nu$  und die vereinfachte konstruktive Ausführung des Blattfedergelenkes zu sehen. Figur 3) erläutert in drei Phasen die Entstehungsmöglichkeit für eine geknickte Blattfeder:

- a) Die Auflageflächen am Gestell (II) und Gehänge (I) bilden mit der Blattfeder BF eine Ebene E. Zwischen den beiden Einspannstellen befindet sich die Drehachse.
- b) Die Auflageflächen I und II sind nicht richtig eingemessen. I und II liegen in zwei zueinander um den Winkel  $\xi$  geneigten Ebenen  $E_I$  und  $E_{II}$ . Die Blattfeder ist dadurch gekrümmt oder schon leicht geknickt.
- c) Durch Transport oder grobe manuelle Tätigkeiten am Gehänge wird aus b) der Zustand c), in dem die Blattfeder BF am Übergang zu den Auflagen I und II geknickt ist. Ist jetzt das Gehänge starken Nullpunktschwankungen unterworfen, so wandert  $E_I$  in Richtung von BF, wenn das Gehänge mit der Zeigerspitze nach unten geht, und  $E_{II}$  in Richtung von BF, wenn das Gehänge nach oben ausschlägt. Es wird also



5. Januar 1967, Moxa SSJ-IIL (Typ C)  $\hat{V}=1200$

Abb. 12



BLATTFEDERGELENK

Abb. 13

jeweils die Knickstelle überschritten, die in diesem Fall wegen der Verformung aktiv wird und dem Gehänge einen Stoß erteilt. Befindet sich das Gehänge länger in einer solchen Übergangslage, so gibt es vermehrt Stöße und Störungen, wobei das System ausschwingt (Abb. 12). So etwas wird ausgenutzt und beim Ausschwingtest zur Konstantenbestimmung von Seismographensystemen mit einer Verrückung des Gehänges erzeugt (FEUPSER 1962[70]), allerdings elektrisch!

Wir wollen den Einfluß der durch Überschreiten der Knickstelle stoßartig auftretenden Winkeländerungen  $dv$  auf die Aufzeichnung abschätzen. Bei Vernachlässigung der Federmasse folgt aus der Geometrie der Gesamtanordnung für den Winkel  $\nu$  bei einem Ausschlag  $\varphi$  des Gehänges

$$(198) \quad \tan \nu' = \frac{r_0 \cos \varphi (\sin \gamma - \sin \varphi) - a \sin(\gamma - \varphi)}{r_0 \cos \varphi (\cos \gamma - \cos \varphi)} .$$

Daraus wird für  $\varphi = 0$  wieder ähnlich (195)

$$(199) \quad \tan \nu = -\frac{r_0 - a}{r_0} \cot \frac{\gamma}{2} .$$

(198) wollen wir für kleine  $\varphi$  bei  $\varphi = 0$  entwickeln und nach dem ersten Glied abbrechen. Das ergibt

$$(200) \quad \tan \nu' \approx -\frac{r_0 - a}{r_0} \cot \frac{\gamma}{2} - \frac{r_0 + a \cos \gamma}{r_0 (\cos \gamma - 1)} d\varphi .$$

$d\varphi$  ist die kleine Auslenkung aus der Gleichgewichtslage  $\varphi = 0$ . Mit (199) ergibt sich aus (200)

$$(201) \quad \tan \nu' \approx + \tan \nu - \frac{r_0 + a \cos \gamma}{r_0 (\cos \gamma - 1)} d\varphi$$

und

$$(202) \quad \tan \nu - \tan \nu' = \frac{r_0 + a \cos \gamma}{r_0 (\cos \gamma - 1)} d\varphi .$$

Unsere vorausgesetzte Abweichung (Blattfederreaktion)  $dv$  ist

$$(203) \quad \nu' = \nu + dv$$

und damit

$$(204) \quad \begin{aligned} \tan \nu - \tan(\nu + dv) &= \tan \nu - \frac{\tan \nu + \tan dv}{1 - \tan \nu \tan dv} \approx \\ &\approx \tan \nu - \frac{\tan \nu - \tan dv}{1} = -\tan dv \end{aligned}$$

wegen

$$(205) \quad dv \ll 1, \quad \tan \nu \tan dv \ll 1 .$$

Dann ist auch

$$(206) \quad \tan dv \approx dv$$

und

$$(207) \quad d\varphi \approx \frac{r_0 (1 - \cos \gamma)}{r_0 + a \cos \gamma} dv .$$

Mit den Zahlenwerten für den VSJ-I wird daraus

$$(208) \quad d\varphi \approx d\nu .$$

Rechnet man in Näherung die volle Vergrößerung des Systems für die Störung ein und berücksichtigt die Gehängeabmessungen, so ergibt sich, daß beobachtete Störspitzen von

$$(209) \quad \Delta^{d\nu} \approx 200 \text{ mm} , \quad d\nu \approx 0,02^\circ$$

als Ursache haben.

Zur Abhilfe ist folgendes zu empfehlen:

1. Genaue Bestimmung von  $\nu$  unter Einbeziehung aller erfaßbaren Faktoren.
2. Genaue Einmessung von  $\nu$  gleichzeitig für die Auflageflächen I und II und für beide Blattfedergelenke des Gehänges. Dazu sind die Auflagen I und II mit einem stabilen Metallstück als Justierhilfe mit den Abmessungen und Bohrungen der Blattfeder verbunden, das gleichzeitig den richtigen Abstand von 2 mm zwischen I und II sichert. Danach erst wird die Justierhilfe gegen die Blattfedern vertauscht.
3. Die Arretiervorrichtungen des Gehänges sind so auszulegen, daß beim Arretieren des Gehänges für Messungen und Transporte mit Sicherheit die Blattfedergelenke nicht quer belastet oder verschoben werden.
4. Am Gehänge sollen sich möglichst keine Stellglieder („Eigenperiode“, „Nullpunkt“) befinden, um das Gehänge als empfindlich aufgehängten Sensor des mechanischen Empfängers nicht beim Einstellen festhalten zu müssen und evtl. zu verdrehen. Das alles bewirkt Beschädigungen der Blattfedern als der empfindlichsten Teile des Gehänges.
5. Eine horizontale Stellung der Federn ( $\nu = 0, a = r_0$ ) ist vorzuziehen. Sie ist nicht so empfindlich gegenüber Handhabungen am Gehänge oder am Seismographen. Sie hat auch den Vorteil, daß durch eine solche Konstruktion der Winkel  $\nu$  stets derselbe ist und die Auflagen I und II ortsfest ausgebildet werden können.

### 3.2.2. Die Schraubenzugfeder. Andere konstruktive Lösungen

Die Bewegung von Horizontalseismographen erfolgt in einer Ebene senkrecht zum Schwerkraftvektor. Die Wirkung der Schwerkraft auf das Gehänge wird durch die Aufhängung desselben aufgefangen und ist damit ausgeschaltet und ohne Einfluß auf die Nullage des Gehänges. Bei Vertikalseismographen ist die Lage komplizierter. Man braucht auch eine Gegenkraft zur Schwerkraft, die auf  $M$  wirkt, hier jedoch schon, um eine Nullage in der Horizontalen zu erreichen. Diese Gegenkraft muß außerdem vom Charakter her eine Federkraft sein, um eine vertikale Bewegung des Gehänges zu ermöglichen. In allen bekannten Konstruktionen für langperiodische Vertikalseismographen verwendet man Schraubenzugfedern. Da man diese jedoch nur mit zwei starren Zusatzstücken  $\lambda_Z/2$  definiert aufhängen kann, muß man eine Vorspannung in die Feder einwickeln. Diese sorgt für das Entstehen einer Vorspannlänge  $\lambda_F$ , mit der man  $\lambda_Z$  kompensieren kann. Dazu muß die Feder so gewickelt sein, daß  $\lambda_Z$  einen negativen Wert hat (Abb. 7). Dann erreicht man nach LA COSTE (1934) [35] lange Eigenperioden. Dieses Prinzip wird auch beim VSJ-I ausgenutzt und garantiert eine stabile Eigenperiode  $T_s \geq 30 \text{ s}$  für den Dauerbetrieb.

Nun sind Schraubenzugfedern mit den geforderten Eigenschaften für ein  $\lambda_F$  in bestimmten Grenzen und mit einem definierten TK der Federkonstanten nur schwierig herzustellen. Wie wir in Kap. 4 sehen werden, kann man durch einen bestimmten TK der Feder erreichen, daß  $\alpha^{\text{seis}} \approx 0$  im zeitlichen Mittel gewährleistet ist. Der geforderte Wert des TK der Feder ist jedoch in einer Serie nicht streng einzuhalten, so daß nur einige Federn daraus brauchbar sind. Das gilt auch für eine Auswahl nach dem Wert von  $\lambda_F$ . Der Grund dafür ist die schwierige Technologie, die es erfordert, daß nach dem Wickeln, bei dem sich der TK des Materials ändert, die Federn noch einmal bei hohen Temperaturen geglüht werden müssen, um die nötige Stabilität gegenüber Alterung zu erreichen, die für die Nullage des Gerätes wichtig ist. Das dient zur „Einstellung“ des geforderten TK-Wertes für die fertige Feder.

Eine weitere Eigenschaft der Schraubenzugfeder ist es, im belasteten und eingespannten Zustand mit einer Frequenz resonant zu sein, die schon in der Nähe der kurzperiodischen Ecke ( $T \leq 0,1$  s) der Breitbandabstimmung (Typ B) liegt. Bei der Resonanzstelle nimmt die Feder Energie auf und erzeugt ein scharfes Minimum in der Übertragungskurve. Meist gibt es mehrere Resonanzstellen und auch Maxima. Das zeigen Schütteltischversuche in anschaulicher Weise (MALISCHEWSKY, TEUPSER u. ULLMANN 1970 [42]). Durch einen geschickten Entwurf muß man dafür sorgen, daß diese Resonanzstelle mit ihrer Eigenperiode weit unterhalb der kurzperiodischen Grenze des Nutzbereiches liegt.

Wie wir in Kap. 4 bei der Analyse des thermischen Verhaltens des mechanischen Empfängers sehen werden, ist die Schraubenzugfeder mit ihrer kleinen Masse und großen Oberfläche gänzlich ungeeignet, auch eine gute thermische Kurzzeitkonstanz des gesamten Empfängers zu garantieren. Trotz dieser Schwierigkeiten gibt es ausgezeichnete Konstruktionen - zu denen auch der VSJ-I gehört - , die eine Schraubenzugfeder mit Erfolg verwenden.

Dennoch liegt die Frage nahe, ob die Funktion des langperiodischen mechanischen Empfängers unbedingt an den Einsatz einer Schraubenzugfeder gebunden ist. Man kann natürlich eine Federkraft auf viele andere Arten erzeugen, und es gibt Federn, deren Herstellungstechnologie einfacher ist, deren Eigenresonanzfrequenz viel höher und deren Oberfläche kleiner und Masse größer ist als die der Schraubenzugfeder. Wir wollen uns deshalb mit den Invarianzeigenschaften der vorliegenden Konstruktion beschäftigen und abstrahieren dazu etwas von der Abb. 6, die wir in 3.1.1. zur Herleitung der Formeln

$$(210) \quad \mathbb{M}(\varphi) = \left\{ \bar{M} g r_0 + \frac{1}{2} m g a \right\} \times \\ \times \left\{ \varphi \left[ -\cot \gamma - \frac{h_0}{L_0} \frac{\lambda}{L_0 - \lambda} \right] + \frac{\varphi^2}{2} \left[ \frac{3 \lambda h_0}{L_0 (L_0 - \lambda)} \left( \cot \gamma - \frac{h_0}{L_0} \right) \right] + \dots \right\},$$

$$(211) \quad T_S = \frac{2 \pi \sqrt{\frac{1}{g}}}{\sqrt{\cot \gamma + \frac{h_0}{L_0} \frac{\lambda}{L_0 - \lambda}}},$$

$$(212) \quad T_S \approx 2 \pi \sqrt{\tan \gamma} \sqrt{\frac{1}{g}}, \quad \lambda \approx 0,$$

brauchten. Die Einstellung von  $T_s$  mit Veränderung des Winkels  $\gamma$  kann auch dadurch erfolgen, daß OB senkrecht steht und der Federangriffspunkt A' zur Veränderung von  $\gamma$  senkrecht zur Gehängesymmetrielinie verschoben wird. Das ist in Abb. 14 verwendet. Die Formeln (210) - (212) bleiben dabei erhalten. Diese Art der Periodeneinstellung ist auch beim VSJ-I ausgeführt.

Wir wollen die Voraussetzungen untersuchen, die zur Herleitung unserer Formeln nötig waren.

1. Zur Kompensation der Schwerkraft  $F_1 = -Mg$  bei  $r_0$  greift im Abstand  $a$  vom Drehpunkt O eine Federkraft  $F_2 \equiv P$  unter dem Winkel  $\delta$  an; dabei ist  $\overline{OA} = \overline{OB} = a$  und  $\delta \approx 45^\circ$  für  $\gamma \approx \frac{\pi}{2}$ . Hier ist noch nichts über die Vorrichtung zur Erzeugung der Federkraft  $P$  ausgesagt.
2. Das Federdiagramm (Abb. 7) hat einen linearen Teil, in dem der Arbeitspunkt liegt, und es gibt eine Beziehung

$$(213) \quad P = f(\overline{L}(\varphi) - \lambda_F),$$

welche das geforderte lineare Verhalten zwischen Federkraft und Federlänge ausdrückt. Auch hier braucht man nicht unbedingt eine Schraubenzugfeder zu verwenden. Es sind auch andere Federn bekannt, die der Relation (213) genügen.

3. Damit die Feder zwischen die Aufhängepunkte A und B paßt, ist der Arbeitspunkt so festgelegt, daß

$$(214) \quad \overline{L} + \lambda_Z = \overline{BA} = L$$

ist. Damit ist dann (213) erfüllt und

$$(215) \quad P = f[L(\varphi) - (\lambda_Z + \lambda_F)] = f[L(\varphi) - \lambda].$$

$\lambda \approx 0$  ergibt große Eigenperioden  $T_s$ , wenn  $\gamma \approx \pi/2$  ist, und beseitigt Nichtlinearitäten. Es ist also möglichst

$$(216) \quad P = f L(\varphi) = f \overline{BA}$$

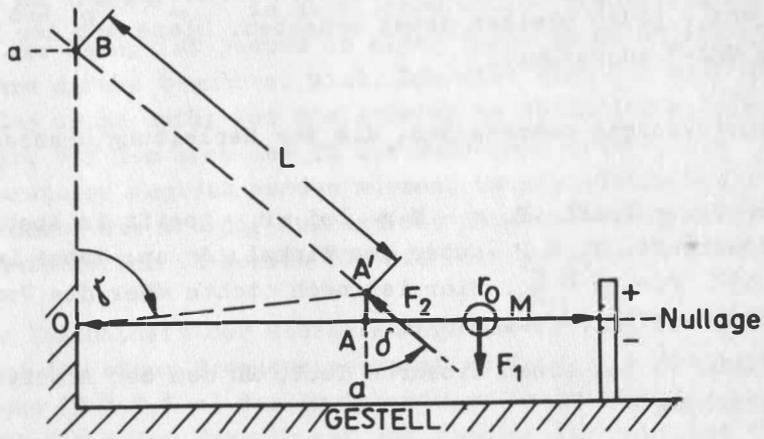
zu sichern. Mehr an Voraussetzungen über die Federkraft ist nicht erforderlich.

Wir wollen nun Abb. 14 betrachten und fassen für eine vorläufig nicht näher definierte Federkraft zusammen: In der Konstruktion a) greift bei A' unter dem Winkel  $\delta$  zur Vertikalen eine Federkraft  $F_2$  an. Die Strecke A'A ist zur Einstellung des Winkels  $\gamma$  veränderbar. Die Verlängerung der Federangriffsrichtung schneidet die Vertikale im Abstand  $a$  von O. Das Belastungs-Dehnungs-Diagramm b) hat in einem kleinen Bereich um den Arbeitspunkt AP einen linearen Verlauf. (Über einen größeren Bereich ist keine Linearität notwendig. Es liegen z. B. beim VSJ-I bei einem  $P_A \approx 11,3$  kp die Kräfte für einen Ausschlag von  $\pm 1$  mm ( $T_s \approx 20 \dots 30$  s) bei einigen Pond!) Ist der Anstieg im Arbeitspunkt  $f_A$ , so gilt

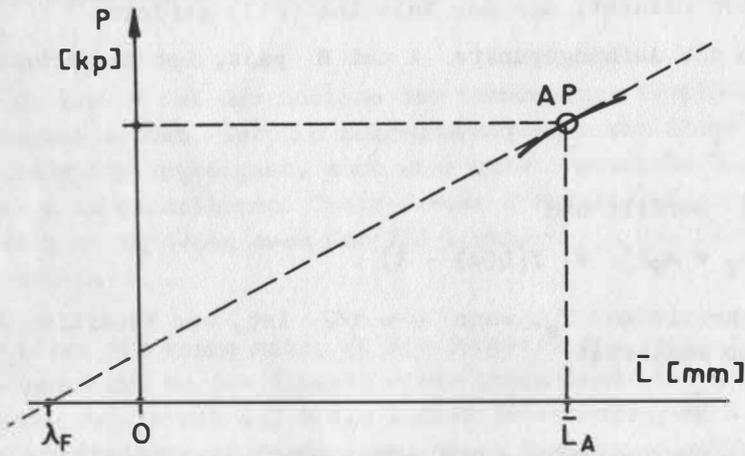
$$P = f_A(\overline{L} + \lambda_F)$$

in der Nähe von  $P_A$ . Sind zur Befestigung starre Stücke  $\lambda_Z$  verwendet, so ist wieder

$$P = f_A(L - \lambda), \quad \lambda = \lambda_Z + \lambda_F.$$



a) beliebige Federkraft  $F_2$



b) linearer Teil des Federdiagramms bei AP

Abb. 14

Läßt sich  $\lambda \approx 0$  erreichen, so ist es möglich, einen langperiodischen linearen Empfänger zu realisieren.

Es kommen folgende Federkräfte in Frage:

1. Zugfeder } Schraubfeder - bekannte LA-COSTE-Konstruktion,
2. Druckfeder } - ist von unten so einzusetzen, daß sie nicht ausknickt,
3. Blattfeder } Biegefeder? - drückt von unten, Torsionsfeder / Drehstab?
4. Magnetische Kräfte - abstoßende Permanent- oder Elektromagnete,
5. Elektrostatische Kräfte - abstoßende Platten o. ä.

Bedingungen: Alle diese Kräfte müssen bei  $A'$  angreifen, in der Richtung  $A'B$  wirken, einen kleinen linearen Teil des Federdiagramms um den Arbeitspunkt herum besitzen und der Beziehung

$$P = f_A L$$

genügen, wobei  $f_A$  die Steigung im Arbeitspunkt und  $L = \overline{A'B}$  ist.

Die Möglichkeiten 2-5 sind bisher nicht genutzt worden. Bekannte Blattfederseismographen in der Vergangenheit (MARTIN 1935, 1939[43, 44]) hatten völlig andere Konstruktionen; es waren keine langperiodischen Empfänger mit einer über einen weiten Bereich leicht einstellbaren Eigenperiode. Ein von WALZER (1970) [87] entwickelter Vertikalseismograph verwendete eine Schraubenzugfeder in LA-COSTE-Anordnung und Permanentmagnete zur Erzeugung einer Hilfskraft. Da die Feder ungünstig gewickelt war ( $\lambda_F$  erreichte nicht den Sollwert), bildete  $T_s \approx 3$  s die größte Eigenperiode. Mit der Magnetanordnung, die eine Zusatzkraft erzeugte, stieg die Eigenperiode bis auf  $T_s = 15$  s an. An einen Ersatz der Schraubenzugfeder im obigen Sinne durch magnetische Kräfte war dabei nicht gedacht. Druckfedern wurden bisher nicht verwendet und elektrostatische Anordnungen nur zur Rückstellung in Gravimetern (BLOCK u. MOORE 1966[6]). Der Einsatz einer einlagigen Blattfeder unter den obigen Bedingungen scheint die beste Lösung zu sein. Er hätte folgende Vorteile:

1. Blattfedern sind leicht herzustellen, brauchen nicht verformt zu werden (kein Wickelvorgang), lassen sich im TK gut einstellen und gute Serienergebnisse erwarten.
2. Ein Ende der Feder ist starr mit dem Gestell verbunden und damit auch thermisch gut mit diesem gekoppelt. Die starre Verbindung läßt sich zur Einstellung der Nulllage verwenden, wenn man sie justierbar gestaltet.
3. Die Blattfeder läßt sich gut so dimensionieren, daß sie im belasteten und eingespannten Zustand eine so hohe Eigenfrequenz bekommt, wie für die Störfreiheit erforderlich ist.

Weitere Überlegungen über Einzelheiten einer Neukonstruktion eines langperiodischen Empfängers mit Blattfederanordnung sollen hier nicht durchgeführt werden. Einen Ansatzpunkt für den Ersatz der Schraubenzugfeder durch eine einlagige Blattfeder bietet eine von WILLMORE (1966) [89] bekannt gemachte Seismographenkonstruktion.

#### 4. Methoden zur Kompensation von Störungen und zur Erhöhung der Störfreiheit bei Beibehaltung des ursprünglichen Seismographensystems

##### 4.1. Die Veroesserung des Temperaturverhaltens des Seismographen

##### 4.1.1. Das Problem der Erdtemperatur nach SOMMERFELD

Wir wollen uns mit dem thermischen Verhalten des Erdbodens in oberflächennahen Schichten befassen, vornehmlich mit der Ausbreitung und dem Eindringen der äußeren täglichen, monatlichen, jährlichen Temperaturschwankungen. Das ist notwendig, wenn wir etwas über den Temperaturhaushalt einer an der Erdoberfläche oder unter der Erde liegenden seismologischen Station aussagen wollen. Dazu betrachten wir die Erdoberfläche als eben, das Material des Untergrundes als homogen und isotrop in bezug auf die Wärme- und Temperaturleitfähigkeit und die Erde als unendlich ausgedehnt (SOMMERFELD 1948[64]). Die Eindringtiefe sei  $Z$ , von der Oberfläche aus gerechnet. Die bekannte Wärmeleitungsgleichung, die wir hier für unser spezielles Problem zu lösen haben, hat die Gestalt

$$(217) \quad \Delta \vartheta = \frac{1}{k} \frac{\partial \vartheta}{\partial t}, \quad k = \frac{\mu}{c \rho},$$

wobei  $k$  die Temperaturleitfähigkeit,  $\mu$  die Wärmeleitfähigkeit,  $c$  die spezifische Wärme und  $\rho$  die Dichte des isotropen und homogenen Mediums bedeuten, in dem der Wärmeleitungsvorgang erfolgt. Der gemessene oder registrierte Temperaturverlauf  $\vartheta^0$  an der Oberfläche sei als komplexe FOURIER-Reihe darstellbar:

$$(218) \quad \vartheta^0(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n e^{2\pi i n t / T}.$$

Dabei ist  $T$  die Länge des Jahres oder Tages, also der Periode, auf die man sich bei der Betrachtung gerade bezieht, und die  $c_n$  sind die FOURIER-Koeffizienten. Diese Temperaturverteilung  $\vartheta^0(t)$  erzeugt durch Wärmeleitung im Erdboden in der Tiefe  $Z$  eine andere Temperaturverteilung  $\vartheta(Z, t)$ , die wir als Reihe

$$(219) \quad \vartheta(Z, t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n \vartheta_n(Z) e^{2\pi i n t / T}$$

ansetzen. Das liefert für  $\vartheta_n$  die DGL.

$$(220) \quad \frac{d^2 \vartheta_n}{dZ^2} = a_n^2 \vartheta_n, \quad a_n^2 = \frac{2 \pi i n}{k T}$$

mit der Randbedingung

$$(221) \quad \vartheta_n(0) = 1$$

wegen (218). Mit der für den weiteren Rechengang nützlichen Umformung

$$2 i n = (1 \pm i)^2 |n|, \quad n \geq 0,$$

und den Bezeichnungen

$$(222) \quad a_n = (1 \pm i) b_n, \quad b_n = \sqrt{\frac{|n| \pi}{k T}} > 0,$$

wird die Lösung von (220)

$$(223) \vartheta_n(Z) = A_n e^{(1+i)b_n Z} + B_n e^{-(1+i)b_n Z}.$$

Es müssen alle  $A_n = 0$  sein, damit die Temperatur nicht entgegen den Erfahrungswerten zunimmt, und alle  $B_n = 1$  wegen (221). Damit wird (219) zu

$$(224) \vartheta(Z, t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n e^{-(1+i)b_n Z} e^{2\pi i n t / T}.$$

Mit

$$(225) c_n = |c_n| e^{i\gamma_n}$$

wird aus (224) bei Beachtung negativer  $n$  bei dem Übergang ins Reelle

$$(226) \vartheta(Z, t) = c_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} |c_n| e^{-b_n Z} \cos(2\pi n \frac{t}{T} + \gamma_n - b_n Z), \quad b_n = \sqrt{\frac{n\pi}{kT}}.$$

Das ist die Temperaturverteilung in der Erde. Die einzelnen Partialwellen  $n$  unserer Darstellung (218), also die stündlichen, täglichen, monatlichen, ... Temperaturgänge, werden mit der Tiefe exponentiell, aber verschieden stark, gedämpft und verzögert.

Mit Verkleinerung von  $T$  nehmen Dämpfung und Verzögerung mit  $\sqrt{n}$  zu. Tägliche Schwankungen werden stärker gedämpft als monatliche usw. Am weitesten und am wenigsten gedämpft dringt die Jahresgrundwelle in die Erde ein. Für eine mittlere Erdsorte mit

$$(227) k \approx 2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$$

ist für die Jahresperiode

$$(228) T = 3,15 \cdot 10^7 \text{ s}, \quad Z = 100 \text{ cm}, \quad b_1 Z \approx 0,7 \approx \frac{\pi}{4}, \quad e^{-b_1 Z} \approx \frac{1}{2}.$$

Die Jahresperiode ist also in 1 m Tiefe um ca. 1,5 Monate verzögert und auf die Hälfte gedämpft gegenüber den Werten an der Oberfläche. Da sich die kurzperiodischen Schwankungen nur an der Oberfläche behaupten können und gering in den Wärmeleiter Erde eindringen, spricht man von einem *thermischen Skineffekt*. Messungen von BRACHT (1949) [11] zeigen für einen Monat die Verzögerung und Dämpfung eines mittleren Tagesgangs der Temperatur in den oberflächennahen Erdschichten im oberen Teil von Abb. 15. Die gemittelten Temperaturwerte für ein Jahr mit eingezeichneter Grundwelle und einer mittleren Temperatur von  $+8^\circ\text{C}$ , die sich auch langjährig wenig ändert, sind für die Station Moxa im unteren Teil von Abb. 15 dargestellt. Verwendet wurden die über einen Monat gemittelten täglichen Minima und Maxima der Außentemperatur am Stationsgebäude.

Zur Illustration des Skineffektes, insbesondere der starken Dämpfung kurzperiodischer Glieder der FOURIER-Darstellung unseres Temperaturverlaufes, wollen wir ein Beispiel von SOMMERFELD (1948) [64] anführen. Die Temperaturkurve sei eine Mäanderlinie mit konstanten positiven Temperaturwerten im Sommer und konstanten negativen Werten im Winter. Die Darstellung hat die Form

$$(229) \vartheta(0, t) = \frac{4}{\pi} (\sin \tau + \frac{1}{3} \sin 3\tau + \frac{1}{5} \sin 5\tau + \dots), \quad \tau = 2\pi \frac{t}{T}.$$

Für die Temperaturverteilung in  $Z = 100 \text{ cm}$  Tiefe ergibt sich mit dem obigen  $k$ -Wert dann

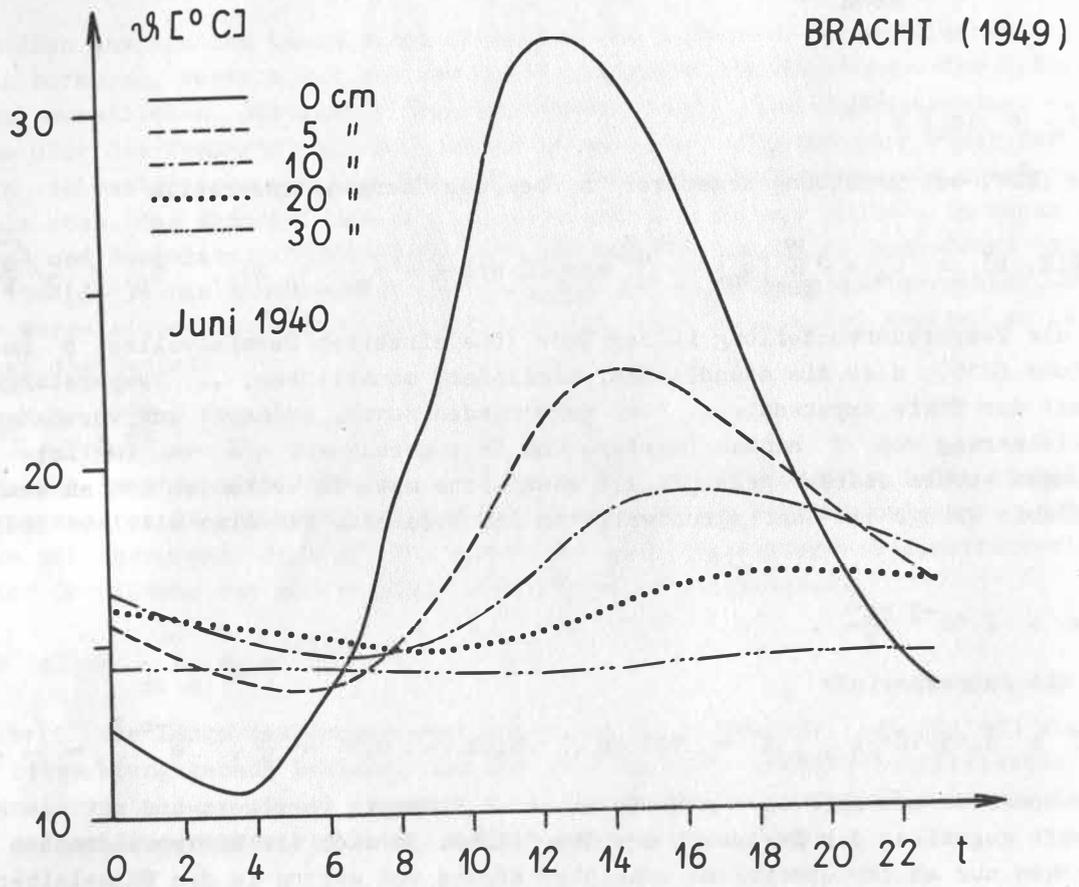


Abb. 15

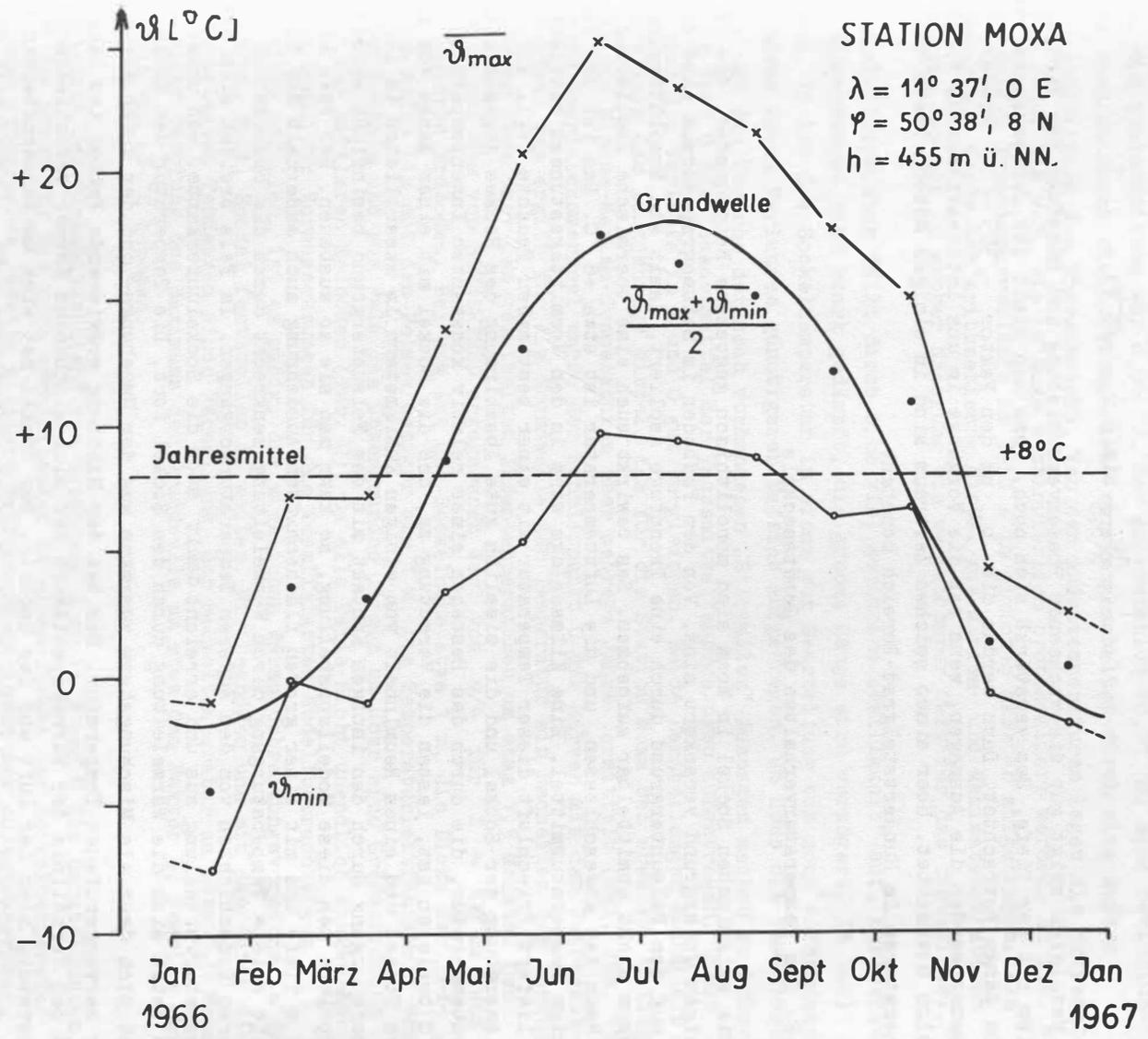


Abb. 15

$$(230) \quad \vartheta(x, t) \approx \frac{4}{\pi} \left[ \frac{1}{2} \sin(\tau - \frac{\pi}{4}) + \frac{1}{3 \cdot 3,4} \sin(3 \tau - \frac{\sqrt{3} \pi}{4}) + \frac{1}{5 \cdot 4,8} \times \right. \\ \left. \times \sin(5 \tau - \frac{\sqrt{5} \pi}{4}) + \dots \right]$$

und in  $Z = 400$  cm Tiefe

$$(231) \quad \vartheta(x, t) \approx \frac{4}{\pi} \left[ \frac{1}{16} \sin(t - \pi) + \frac{10^{-2}}{3 \cdot 1,3} \sin(3 \tau - \sqrt{3} \pi) + \right. \\ \left. + \frac{10^{-2}}{5 \cdot 5,3} \sin(5 \tau - \sqrt{5} \pi) + \dots \right].$$

Ein Vergleich zeigt gut die wachsende Phasenverschiebung und Dämpfung der Partialwellen mit der Tiefe. Das verstärkt sich noch, wenn man statt des Jahresganges tägliche Gänge betrachtet. Dann werden die  $b_n$  um den Faktor  $\sqrt{365} \sim 19$  größer. Noch extremer werden die Aussagen, wenn man die Vorgänge im uns interessierenden Minutenbereich betrachtet. Über einen solchen Zeitraum sind in einigen Metern Tiefe die Temperaturen im Hundertstelgrad-Bereich konstant.

#### 4.1.2. Das Temperaturverhalten des Gerätesockels

Die seismischen Sockel in Moxa sind monolithisch gegossene Betonquader, die im felsigen Untergrund verankert sind. Von dem Fußboden im Seismographenraum sind sie bis auf den Felsuntergrund durch eine Trennfuge isoliert, damit sie Erschütterungen im Raum nicht unmittelbar aufnehmen. Das bewirkt auch eine thermische Isolierung. Der Raum ist abgeschlossen, und die Lufttemperatur ist etwa  $+8$  °C. Das ist das langjährige Temperaturmittel. Eine Klimaanlage wird in den Vormittagsstunden betrieben und liefert Frischluft dieser Temperatur mit einer bestimmten Feuchte (vgl. Abb. 11). Die Anordnung der Sockel und die ziemlich gute Abschirmung des Raumes gegenüber der Außentemperatur, die durch das Bestehen einer relativ konstanten Innentemperatur von  $+8$  °C bewiesen ist, lassen die Vermutung zu, daß die Sockel mit einer Masse von mehreren Tonnen und einem Rauminhalt von einigen Kubikmetern im wesentlichen in ihrem Temperaturgang durch den innigen Kontakt mit dem Felsuntergrund beeinflusst werden. Akzeptiert man diese Modellvorstellung, so kann man sie so ausbauen. Der Fels in etwa 1 m Tiefe und mit einer großen flächenhaften Ausdehnung auch außerhalb der Station erhält seinen Temperaturgang durch Wärmeleitung senkrecht durch die bedeckenden äußeren Erdschichten von den äußeren Temperaturvorgängen. Im Fels breitet sich die Temperaturverteilung aus und erreicht damit auch die Sockelunterkante. Von unten nach oben setzt sich die Wärmeleitung durch den Sockel fort. Die Temperatur des Sockels setzt sich dann als Mischungsterm zusammen aus der Umgebungs- und der durch Wärmeleitung hervorgerufenen Temperatur. Der bei der Mischung gravierende Faktor ist bekanntlich das Verhältnis der Wärmekapazitäten der sich mischenden Körper verschiedener Temperatur, hier der Luft und des Sockels. Der Sockel hat eine um Zehnerpotenzen höhere Wärmekapazität als alle mit ihm in Kontakt befindliche Luft, eingerechnet die von der Klimaanlage umwälzbare. Seine Temperaturverteilung bleibt damit wesentlich unbeeinflusst von der Temperatur der Luft im Seismographenraum. Nach den Ergebnissen aus 4.1.1. könnte also auch hier der Fall vorliegen, daß durch die Wärmeleitung im Erdboden, Felsen und Betonsockel die Temperaturschwankungen von außen nur noch stark gedämpft im Gang der Sockeltemperatur (Oberkante und obere Betonschichten) erscheinen. Dann wäre die Sockeltemperatur nur in geringem Maße durch den langperiodischen

Gang (gedämpfte Grundwelle) beeinflußt und hätte durch das Fehlen von Kurzzeitschwankungen für die von uns betrachteten Zeiträume mit  $T \leq 1000$  s eine hervorragende Kurzzeitkonstanz. Das gilt es durch Messungen zu überprüfen. Bei einer Bestätigung unseres Modells sind die Ergebnisse für die Verbesserung des Temperaturverhaltens unserer Apparatur wichtig.

Zu Temperaturmessungen wurde ein Sockel in der Station Moxa etwa 6 cm tief angebohrt und in das Bohrloch ein Thermometer gebracht. Die Ablesung erfolgte einmal täglich, die Skalenteilung war  $0,01$  °C, der Ablesefehler  $\leq 0,01$  °C. Eine Beeinflussung der Anzeige durch die Lufttemperatur war ausgeschaltet durch eine äußere Styropor-Abschirmung des Thermometers. Von den Außentemperaturen lagen die Extremalwerte für jeden Tag vor, die in Moxa kontinuierlich protokolliert werden. In Abb. 16 sind die beiden Temperaturverläufe im Teil A im gleichen Maßstab aufgetragen. Als Außentemperatur wurde das arithmetische Mittel aus Minima- und Maximateperaturen aufgetragen. Das ist in grober Näherung ein verwendbarer Wert für das Tagesmittel.

Die Sockeltemperatur fällt durch eine viel geringere „Welligkeit“ auf, kurzperiodische Schwankungen sind stark gedämpft, die groben Gänge sind verzögert. Im Teil B der Abb. 16 ist die Sockeltemperatur in einem zur Beurteilung von noch vorhandenen Welligkeiten ihres Verlaufes günstigeren Maßstab aufgetragen. Um über die Phasenverzögerung und die Ursache der noch vorhandenen „Störwellen“ Aussagen machen zu können, wurden im Teil C die Dekadenmittel der Tagesmitteltemperaturen aufgetragen. Damit lassen sich die Verläufe in B und C gut vergleichen. Beide Darstellungen haben als Symmetrielinie das langjährige Mittel, das für die Station Moxa bei etwa  $+8$  °C liegt, wenn man die Minima-Maxima-Temperaturen über mehrere Jahre ermittelt (vgl. Abb. 15). Als erstes Vergleichsmerkmal wurde der Schnittpunkt 0 der Kurven mit dem Jahresmittel gewertet. Das ergibt für die Grundwelle der Temperatur ein Nacheilen der Sockeltemperaturen gegenüber den gemittelten Außentemperaturen um etwa 1,5 Monate. Das deckt sich mit dem von SOMMERFELD angegebenen Wert von  $\pi/4$  für  $Z \approx 100$  cm und einen mittleren Erdboden. Bei uns ist die Sockelhöhe etwa 1 m, die Dicke der Erdschichten außen bis auf den Felsen weniger als 1 m. Die Temperaturleitfähigkeit vom Beton des Sockels und vom Fels des Untergrundes liegen um über eine Größenordnung über der für mittleren Erdboden (Tab. 2). Da alle Teile nicht unendlich ausgedehnt sind und damit die Voraussetzungen für die idealisierten Modellbetrachtungen in 4.1.1. nicht erfüllen, ist es müßig, die wirklichen Wärmeausbreitungsvorgänge in den Teilen Erde, Fels, Sockel feststellen zu wollen. Wir begnügen uns mit den durch die Meßwerte belegten Tendenzen einer Nacheilung der Sockeltemperatur um etwa 1,5 Monate und einer Dämpfung des Maximums der Grundwelle um etwa den Faktor 3, jeweils auf das Mittel von  $+8$  °C bezogen.

Vergleicht man rückwärtszählend vom Durchgang 0 an in B und C die Darstellungen, so wird der Grund für die noch verbleibenden Zwischenextrema der Sockeltemperatur klar. Ihnen entsprechen jeweils mittlere Extremwert-Perioden der Außentemperatur, und es gelingt ganz gut, diese Extremwerte 1 - 7 in B und C zu korrelieren. Dabei fällt auf, daß die Phasenverschiebung von  $\pi/4$  nicht genau eingehalten wird. Das hat seinen Grund darin, daß Vorgänge kürzerer Periodizität stärker verzögert und auch gedämpft werden.

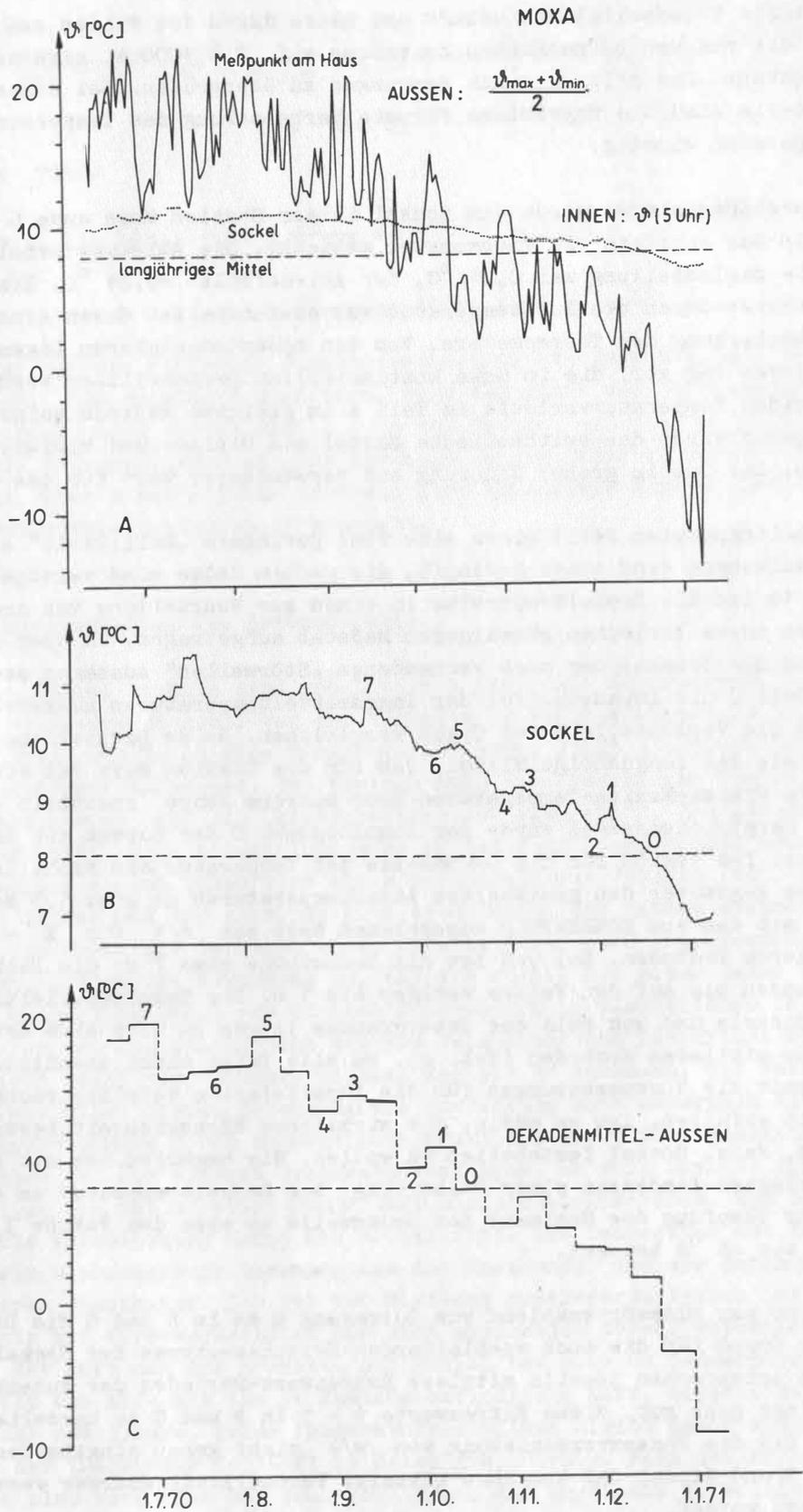


Abb. 16

Tab. 2. Physikalische Eigenschaften einiger Stoffe

Stoff	Spez. Wärmec [ $\frac{\text{cal}}{\text{g grd}}$ ]	Wärmeleitfähigkeit $\kappa$ [ $\frac{\text{cal}}{\text{cm s grd}}$ ]	Spez. Dichte $\rho$ [ $\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ ]	Temperaturleitf. $k$ [ $\frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ ]	Bemerkungen
Acrylglas	-	0,045 <sup>+</sup>	1,18 <sup>+</sup>	-	
Aluminium	0,2174	0,504	2,70	0,826	
Basalt	-	0,026	-	0,015	
Beton	0,211	0,022	1,6	0,065 *	* errechnet
Mittlerer Erdboden	-	0,021	2,0	0,002 <sup>++</sup>	
Glas	~ 0,2	~ 0,021	~ 2,5	~ 0,042	
Granit	-	0,027	-	0,015	
Luft	0,241( $C_p$ )	0,055(10°C)	0,0012 <sup>+</sup>	190 *	* errechnet
Schiefer	0,181	0,0381	2,8 <sup>+</sup>	0,075 *	* errechnet
Styropor	-	0,0086	0,0015-0,0025 <sup>+</sup>	-	
Ziegelstein	0,177	0,023	1,62	0,08 *	* errechnet

$$k = \frac{\kappa}{c \rho} \left[ \frac{\text{cm}^2}{\text{s}} \right]$$

Werte nach LANDOLT-BÖRNSTEIN (1923) [36]

{<sup>+</sup> Werte nach EBERT (1967) [22],

<sup>++</sup> Werte nach SOMMERFELD (1948) [64]}

Die Ermittlung von Meßwerten am Sockel über mindestens ein Jahr war aus technischen Gründen leider nicht möglich. Damit lassen sich auch die Errechnung der einzelnen Wellen (Jahresgang) mit einer FOURIER-Analyse und eine Korrelation der Kurven nicht durchführen.

Um für die Abschätzung von Dämpfungen kurzperiodischer Vorgänge Werte zur Hand zu haben, sind in Tab. 2 auch, soweit vorhanden, Werte für alle die Materialien angegeben, die mit der Aufstellung von Seismographen und mit diesen selbst verbunden sind.

Zur Erhärtung der Behauptung, daß der Seismographensockel ein ausgezeichnetes thermisches Kurzzeitverhalten aufweist, wurden Temperaturmessungen mit kurzzeitigen Ablesungen über einen Zeitraum von einer Stunde (Abb. 17 A) ausgewertet. Ein Thermometer wurde von außen in den Seismographenraum gebracht und in Kontakt mit dem Sockel gesetzt. Nach einer Erwärmungsphase des Thermometers bleibt die angezeigte Temperatur konstant über einen hinreichend großen zeitlichen Bereich. Im Teil B der Abbildung ist die langsame Änderung der Sockeltemperatur im Laufe von 10 Tagen dargestellt. Kurzperiodische Variationen der Temperatur im Hundertstelgrad-Bereich mit Periodizitäten kleiner als eine Stunde waren nicht nachweisbar.

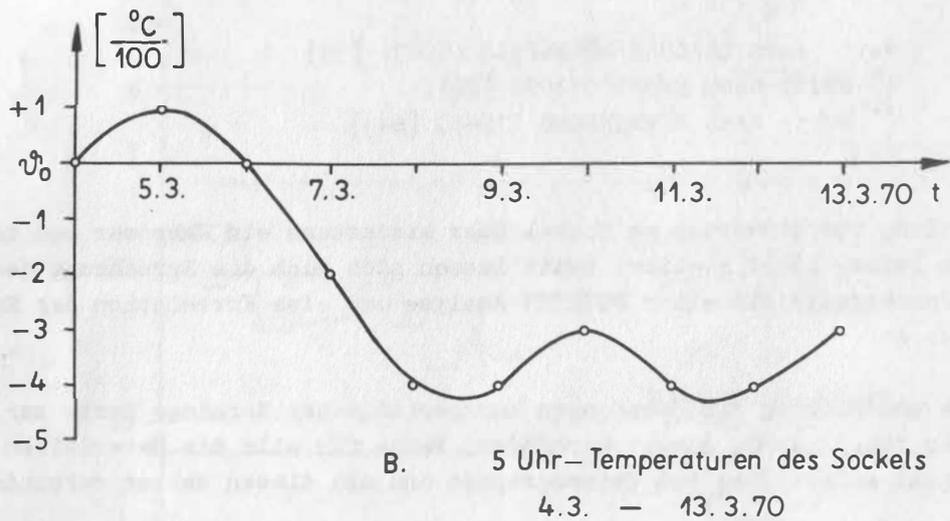
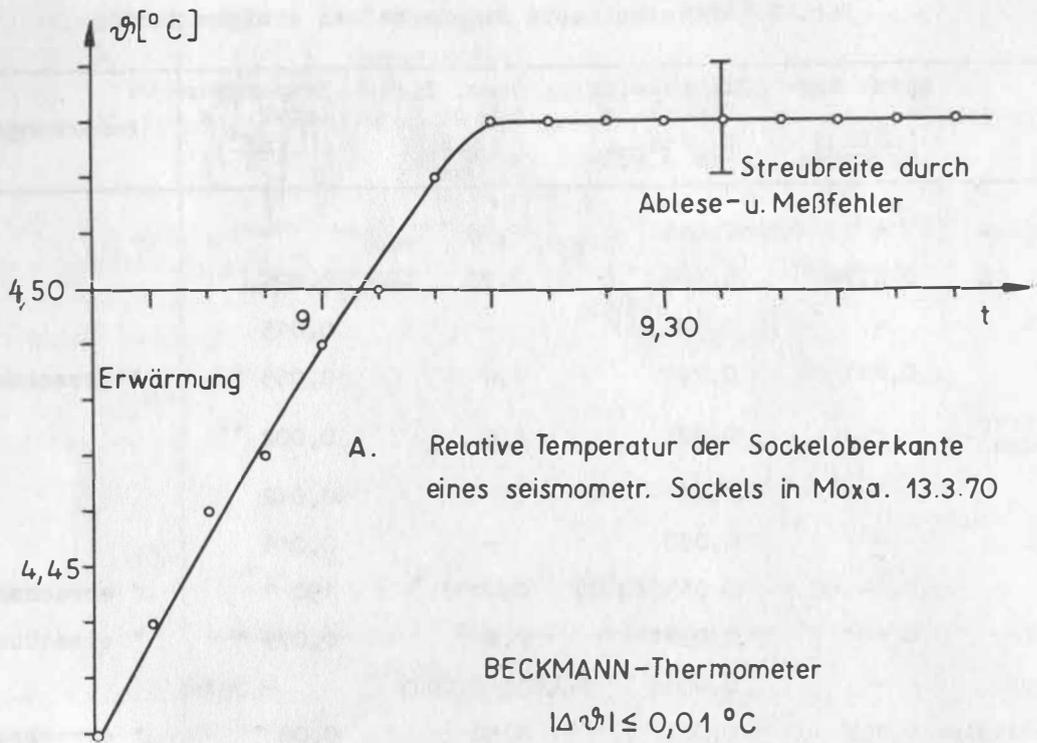


Abb. 17

#### 4.1.3. Der Seismograph und sein thermisches Verhalten in konventioneller Aufstellung

Am Beispiel eines VSJ-I/L wollen wir die übliche Aufstellung von langperiodischen Seismographen erläutern. Das Gerät, vorwiegend aus Aluminium, mit einer Masse von ca. 52 kg und einem umbauten Rauminhalt von ca.  $0,25 \text{ m}^3$ , ist auf einen durch Farbanstrich geschützten Betonsockel gestellt. Die Abschirmung des Gerätes ist durchsichtig (Piacryl), eine zweite Abschirmung gegen Staub und größere Luftbewegungen im Raum ist aus Glas. Der Wärmekontakt zum Sockel ist sehr gering. Das Gerät steht auf drei Fußschrauben mit einer Auflagefläche von nur  $3 \text{ cm}^2$ . Im zeitlichen Mittel nimmt das massive Gestell jedoch die Sockeltemperatur an. Die Feder und das Gehänge, die bei kleiner Masse eine große Oberfläche haben, werden von der Temperatur des Gestells und der Luft beeinflusst. Gehänge und Feder sind über dünne einlagige Blattfedern mit dem Gestell mechanisch und thermisch verbunden und durch ihre Oberfläche mit der Luft in Temperatúraustausch. Gestell und Gehänge sind hell lackiert, die Feder ist dunkel, brüniert.

Feder und Gehänge folgen Lufttemperaturschwankungen schnell und nehmen nach endlicher Zeit wegen des - wenn auch geringen - Wärmekontaktes zwischen Gestell und Gehänge wieder Gestelltemperatur an. Das Gestell bleibt wegen seiner großen Wärmekapazität, trotz des geringen Wärmekontaktes zum Sockel, im Mittel auf Sockeltemperatur. Bei Schwankungen der Lufttemperatur findet also als Ergebnis der Ausgleichsvorgänge ein ständiger Temperaturwechsel am Gehänge und der Feder statt. Daraus ergeben sich in einer Momentaufnahme unterschiedliche Temperaturen an den konstruktiven Teilen des mechanischen Empfängers. Das begünstigt leider Nullpunktschwankungen selbst bei im Mittel temperaturkompensierten Konstruktionen (vgl. Abschnitt 4.2.). Außerdem entstehen Situationen, in denen die von Luft umgebenen oberen Empfängerbestandteile kälter als die Grundplatte und der Sockel sind. Das führt zu den schon erwähnten kleinen Wärmeströmungen, die bei langperiodischen hochverstärkenden Seismographen die Ursache für Störungen in den Aufzeichnungen sind.

Wir wollen nun versuchen zu analysieren, wie sich ein Seismograph in konventioneller Aufstellung, d. h. ein Gerät, das man zur guten Ankopplung an den Untergrund auf einen massiven Sockel stellt, in seiner Umgebung thermisch verhält. Dazu betrachten wir das Momentbild einer Temperaturverteilung an einem Sockel und in der Umgebung in der Station Moxa. Wir können die in zeitlicher Abfolge durchgeführten Temperaturmessungen als Momentaufnahme betrachten, weil es sicher ist, daß sich die Verteilung über den Meßzeitraum nicht veränderte und durch den Meßvorgang nicht wesentlich beeinflusst wurde. Gemessen wurde (Abb. 18) im Seismographenraum am Sockel, am und über dem Seismographen sowie in einer Vertikalen in 1 m Abstand vom Sockel. Der Sollwert der Temperatur der Klimaanlage beträgt  $+8 \text{ }^\circ\text{C}$  entsprechend dem langjährigen Temperaturmittel. Luft dieser Temperatur und mit einem definierten Feuchtwert wird während der Wartungszeit der Geräte für 2 - 3 Stunden mit der des Seismographenraumes ausgetauscht. Zum Zeitpunkt unserer Messungen (Februar) war der Sockel noch kälter als  $8 \text{ }^\circ\text{C}$  (vgl. Abb. 16). Wegen seiner großen Wärmekapazität wirkt er auch noch auf die umgebende Luft ein und erniedrigt deren Temperatur. Weit über dem Sockel herrscht in etwa die höhere Temperatur der Luft vor.

Zu den Ergebnissen der Messungen ist festzustellen:

1. Der vertikale Temperaturverlauf weist starke Änderungen mit der Höhe auf.

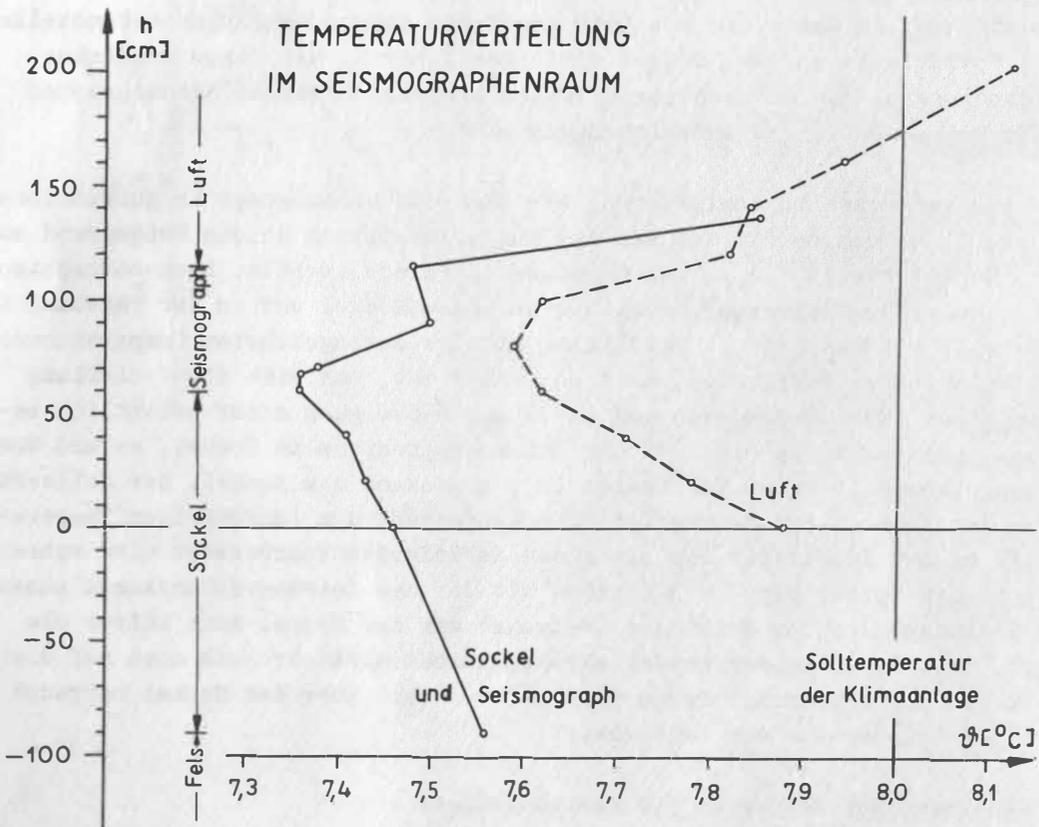
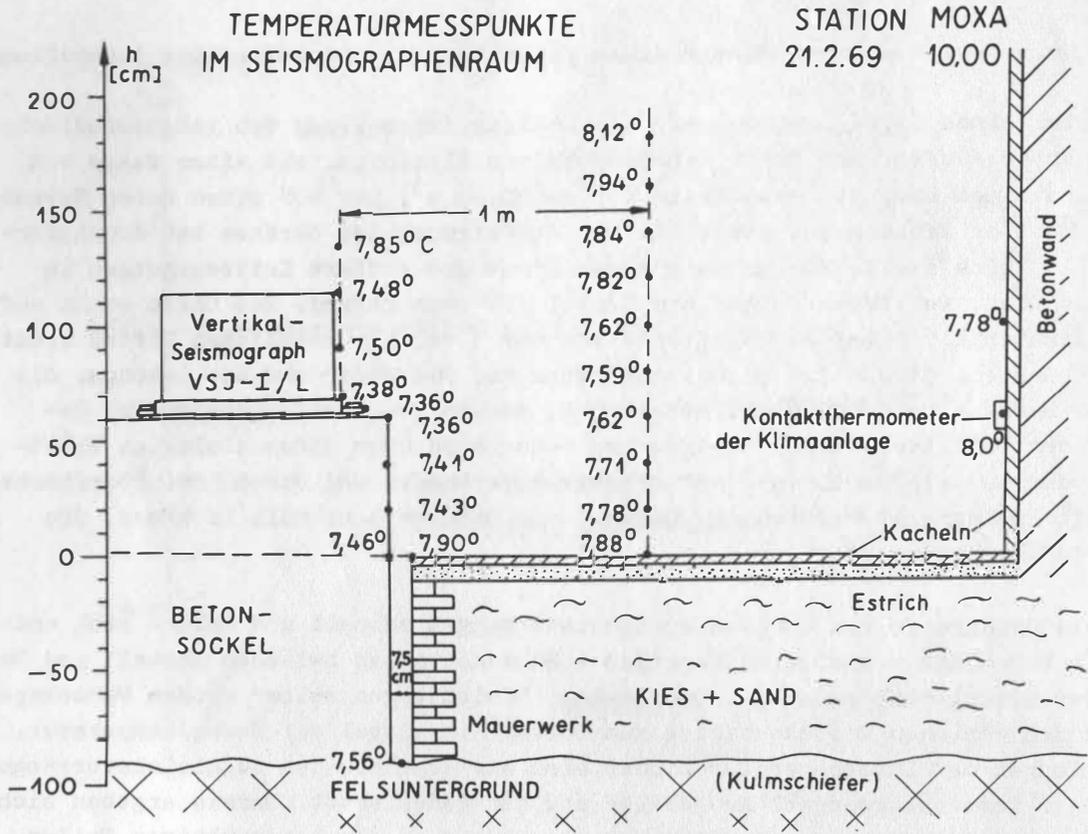


Abb. 18

2. Sockelunter- und -oberkante haben verschiedene Temperaturen entsprechend den zeitlich endlichen Vorgängen der Wärmeleitung. Die Oberkante eilt nach, die Tendenz ist momentan steigend und die Unterkante deshalb wärmer.
3. Die Basisplatte des mechanischen Empfängers nimmt die Temperatur des Sockels an.
4. Die Lufttemperatur im Bereich des Seismographen ändert sich im Bereich von 50 cm um etwa  $1/10$  °C und macht alle Schwankungen bei der Klimatisierung mit. Gedämpft durch die Abschirmungen, werden Feder und Gehänge dabei beeinflusst. Wegen der Unterschiedlichkeit der Temperaturen von Basisplatte und Oberkante der Abschirmung entstehen die schon erwähnten Störungen in der Registrierung, die in ihrer Intensität mit der Lufttemperatur wechseln. Ist die Lufttemperatur generell höher als die des Sockels, so ist zu erwarten, daß die Störungen zurückgehen (BUIST 1962 [12, 13]; SUTTON 1962[65]). Dann darf die Solltemperatur der Klimaanlage jedoch nicht dem zeitlichen Mittel von etwa  $+8$  °C entsprechen, sondern muß höher liegen als das Maximum der Sockeltemperatur (vgl. Abb. 16). In Moxa wären dazu Werte von  $\geq 12$  °C nötig.
5. Die Lufttemperatur wird durch den Sockel beeinflusst. Eine Beeinflussung der Sockeltemperatur durch die Klimatisierung ist wegen der ungleich größeren Wärmekapazität des Sockels ausgeschlossen. Der Meßsockel hat bis zum Felsen hinab ein Volumen von  $8 \text{ m}^3$ . Mit den Werten aus Tab. 2 beträgt die Wärmekapazität des Sockels

$$C_{\text{Sockel}} = (c V \rho)_{\text{Sockel}} \approx 2,7 \cdot 10^6 \left[ \frac{\text{cal}}{\text{cm}^3 \text{ grd}} \right],$$

die der Luft des gesamten Raumes mit  $V \approx 240 \text{ m}^3$

$$C_{\text{Luft}} \approx 6,9 \cdot 10^4 \left[ \frac{\text{cal}}{\text{cm}^3 \text{ grd}} \right].$$

Der Sockel hat also eine um etwa 40mal größere Wärmekapazität als die Luft. Hinzu kommen noch der mit dem Sockel in gutem Kontakt stehende Felsuntergrund, der nicht einberechnet wurde, sowie die Tatsache, daß die Luft wegen der unvollständigen Umwälzung und der begrenzten Oberfläche des kompakten Sockels mit diesem nicht ganz in Wärmeaustausch treten kann. Das alles erklärt, warum es keinen meßbaren Mischungsterm für den Sockel, sondern nur einen für die benachbarte Luft gibt, und nur eine Beeinflussung der Luft durch den Sockel und nicht umgekehrt.

Aus diesen Tatsachen ergibt sich, daß ein Seismograph in üblicher Aufstellung in bezug auf eine Erhöhung der Störfreiheit seiner Registrierung und die Sicherung der Nullpunktkonstanz an der thermisch denkbar ungünstigsten Stelle des Raumes steht. Da, wo sich das Gehänge mit der Feder mit großer Oberfläche befindet, ist gerade die Übergangszone zwischen Sockel- und Lufttemperatur. Feder und Gehänge folgen schnell den Schwankungen der Lufttemperatur, die Basisplatte beharrt auf Sockeltemperatur. Nullpunktveränderungen und Störungen sind die Folge. Die gute Kurzzeitkonstanz der Sockeltemperatur wird nicht für das Temperaturverhalten des Seismographen ausgenutzt.

#### 4.1.4. Eine verbesserte Seismographenaufstellung

Zur Erhöhung der Störfreiheit ist es nötig, aus den obigen Tatsachen Konsequenzen zu ziehen für die Aufstellung und eventuelle Abänderung bzw. Neukonstruktion eines Gerätes.

Für die Verbesserung der Nullpunkt Konstanz gegenüber Temperaturschwankungen ist es unbedingt notwendig, daß Gehänge mit Feder und Gestell (Basisplatte) sich auf gleicher Temperatur befinden und thermisch gut miteinander gekoppelt sind. Die Verwendung einer Blattfeder (3.2.2.) im langperiodischen Vertikalseismographen erfährt deshalb auch von hier aus eine Unterstützung. Eine Blattfeder wäre mit gutem Wärmekontakt starr mit dem Gestell verbunden und hätte eine geringere Oberfläche als eine Schraubenzugfeder. Bei den Konstruktionen mit Schraubenzugfeder müßte man grundsätzlich die Aufstellung ändern. Es bieten sich zwei Lösungen an:

1. Nach den Ergebnissen der Temperaturmessungen am Sockel und in dessen Umgebung gehört eine temperaturempfindliche Seismographenkonstruktion nicht auf den Sockel, sondern in ihn hinein. Rechnet man mit einer Deckschicht von etwa 30 cm Beton, so läßt sich nach 4.1.1. abschätzen, daß Kurzzeitstörungen von außen nicht auf das Innere durchgreifen können und längerperiodische Temperaturänderungen auch stark gedämpft werden.
2. Kann man den Seismographen nicht in der angedeuteten Weise in den Sockel einsetzen, so muß man die Aufstellung ändern. Die Devise dabei kann nur sein: Erhöhung der Wärmekapazität des Gerätes, Abschirmung des Seismographen gegenüber Änderungen der Lufttemperatur und thermisch gute Ankopplung des Gerätes an den Sockel.

Der Seismograph muß also in beiden Fällen völlig in den Wärmehaushalt des Sockels einbezogen werden, um dessen ausgezeichnete Temperaturkonstanz über kürzere Zeiten auszunutzen. Die Abweichungen über längere Zeit stören wenig, da sie so langsam erfolgen, daß sich dabei Gestell und Gehänge auf gleicher Temperatur befinden. Dann ist es möglich, eine im Mittel temperaturkompensierte Konstruktion zu verwenden, wodurch die Nulllage zeitlich nahezu konstant bleibt.

#### 4.2. Verringerung der Temperaturempfindlichkeit

##### 4.2.1. Thermisch konstruktionskompensierter mechanischer Empfänger

Um den vertikalen mechanischen Empfänger im zeitlichen Mittel thermisch zu kompensieren, ist es notwendig, daß

$$(232) \quad \frac{d\varphi}{d\vartheta} = \sum_j \frac{d\varphi^j}{d\vartheta} = 0, \quad j = f, a, r_o, r_v, \lambda_Z, \lambda_F.$$

Hinreichend wäre dafür natürlich

$$(233) \quad \frac{d\varphi^j}{d\vartheta} = 0 \quad \text{für alle } j = f, a, r_o, r_v, \lambda_Z, \lambda_F.$$

Das ist aber eine zu strenge Forderung an die einzelnen Teile der Konstruktion. Liegt zumal die Konstruktion schon soweit fest, daß nur noch die Feder zu dimensionieren

ist, so ist es möglich, (232) als eine Kompensationsgleichung für die Gesamtkonstruktion des Empfängers zu betrachten und daraus eine Bedingung für den TK der Feder abzuleiten. Dann ist

$$(234) \quad \frac{1}{F} \frac{df}{d\theta} = - \{c_1 \alpha(a) + c_2 \alpha(r_0) + c_3 \alpha(r_{\Psi}) + c_4 \alpha(\lambda_Z) + c_5 \alpha(\lambda_F)\} .$$

Die Feder werde so eingebaut, daß

$$(235) \quad |\lambda_F| = |\lambda_Z| , \quad |c_4| = |c_5| .$$

Mit den Werten für einen VSJ-I

$$(236) \quad \begin{cases} \bar{M} = 5000 \text{ g} , & r_0 = 420 \text{ mm} , & \gamma \leq 90^\circ , \\ m = 545 \text{ g} , & a \approx 260 \text{ mm} , & \sin \gamma \approx 1 , \\ \lambda_F \approx -50 \text{ mm} , & \lambda_Z \approx 50 \text{ mm} \end{cases}$$

ergibt sich für die  $c_i$

$$(237) \quad c_1 \approx 2 , \quad c_2 \approx -1 , \quad c_4 \approx -0,14 .$$

Das Glied mit  $c_3$  bleibt unberücksichtigt, da es im Vergleich zu den anderen sehr klein ist. Wir wollen voraussetzen, daß unsere Feder aus Ni-Span-C, einer Eisen-Nickel-Chrom-Titan-Legierung (WAHL 1963[86]), gefertigt wird. Dann ist für  $\alpha(\lambda_F)$  der negative Wert des TK des Ni-Span-C einzusetzen (HENTSCH u. STEPHANI 1968[28]). Die weiteren Materialien der Konstruktion haben die TK

$$(238) \quad \begin{cases} \alpha(\lambda_Z) = \alpha(\text{Fe}) = 12,3 \cdot 10^{-6} [^\circ\text{C}]^{-1} , \\ \alpha(a) = \alpha(r_0) = \alpha(\text{GAl Si7 Cu1}) = 20 \cdot 10^{-6} [^\circ\text{C}]^{-1} , \\ \alpha(\text{Ni-Span-C, 5,1 \% Cr}) = 6,3 \cdot 10^{-6} [^\circ\text{C}]^{-1} , \end{cases}$$

und damit wird

$$(239) \quad \alpha(f)^{\text{komp}}(\text{VSJ-I}) = \left( \frac{1}{F} \frac{df}{d\theta} \right)_{\text{komp, VSJ-I}} \approx -19 \cdot 10^{-6} [^\circ\text{C}]^{-1} .$$

Die Vernachlässigungen liegen bei

$$(240) \quad |\Delta\alpha(f)^{\text{komp}}(\text{VSJ-I})| \leq 1 \cdot 10^{-6} [^\circ\text{C}]^{-1} .$$

Das hier skizzierte Verfahren zur Kompensation von thermischen Effekten im mechanischen Empfänger (UNTERREITMEIER 1969[81]; TEUPSER u. UNTERREITMEIER 1970[75]) wurde in die Praxis überführt. Nach eigenen Erfahrungen mit Federerien aus Ni-Span-C mit 5,1 % Cr und 6 % Cr und denen von LINDNER (1966) [40] über die Steuerung des TK war zu erwarten, daß der nun zur Kompensation geforderte Wert für den TK der Schraubenzugfeder nach (239) bei Ni-Span-C mit 5,6 % Cr zu erreichen sein würde. Zwei Probededern bestätigen das. In Abb. 19 ist das gemessene thermische Verhalten der Feder 2'/69, mit einer Vorspannung von 10,1 kp vor dem Glühen bei 550 °C und von 6,6 kp danach, aufgetragen. Der Seismograph mit eingebauter Feder wurde durch eine Heizung von 750 W durch Luftkontakt aufgeheizt. Die Heizleistung wurde dabei so gesteuert, daß sich nach einiger Zeit eine höhere Raumtemperatur einstellte und etwa erhalten blieb. Die Reaktion des Seismographen sehen wir am Ausschlag  $x$  des Gehänges. In der ersten Stunde überwiegt der Einfluß der Feder, die wegen ihrer geringen Wärmekapazität, ihrer großen und gut die Wärme aufnehmenden Oberfläche zuerst den Tempera-

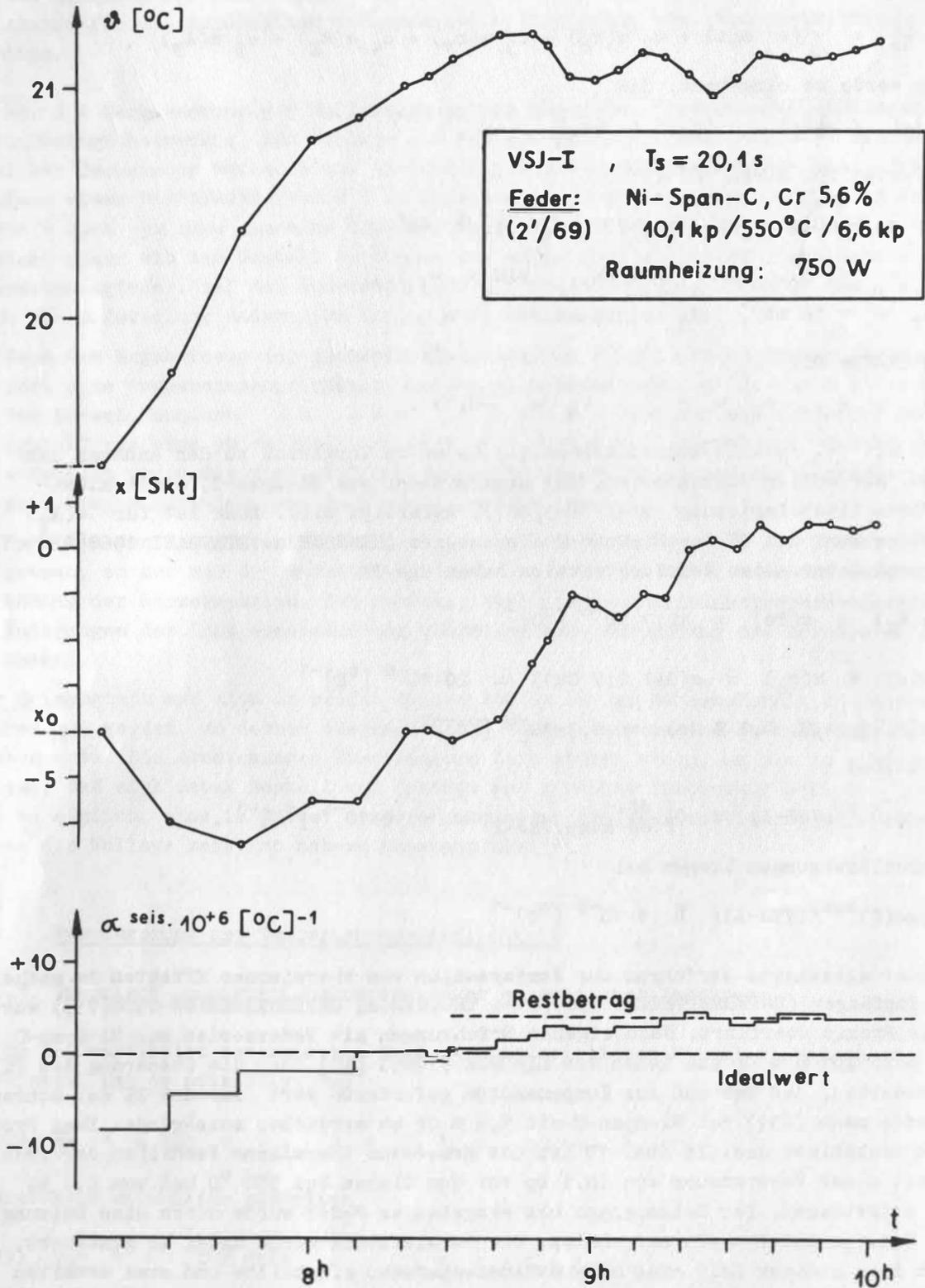


Abb. 19

turschwankungen folgt, während die anderen Teile des Empfängers mit größerer Masse noch bei der Anfangstemperatur verharren. Das ergibt wegen (239) einen negativen Ausschlag. Dann setzt die Ausdehnung des Gehänges und Gestells ein, und nach etwa drei Stunden stellt sich ein konstanter Restausschlag ein. Der TK-Wert liegt dann bei

$$(241) \alpha_{\text{Rest}}^{\text{seis}} (2'/69) \approx + 4 \cdot 10^{-6} [^{\circ}\text{C}]^{-1}.$$

Die zweite Probefeder 1'/69 war noch günstiger. Es gelang eine Kompensation bis auf

$$(242) \alpha_{\text{Rest}}^{\text{seis}} (1'/69) \approx + 6 \cdot 10^{-7} [^{\circ}\text{C}]^{-1}.$$

Das sind natürlich nur Angaben für langzeitige gleichmäßige Temperaturänderungen, die man voll nur bei einer verbesserten Aufstellung des Seismographen (4.1.4.) ausnutzen kann.

Bei Kurzzeitschwankungen der Umgebungstemperaturen und unvollständig abgeschirmtem Seismographen wird die Reaktion des kompensierten Empfängers stets größer ausfallen. Durch die erreichten Werte (241), (242) wird jedoch gesichert, daß auch Geräte VSJ-I/L mit  $T_s = 30$  s an provisorischen Außenstationen sicher arbeiten.

Die Ergebnisse waren der Anlaß zur Fertigung einer Serie von 34 Federn aus Ni-Span-C mit 5,6 % Cr im Forschungsinstitut für metallische Spezialwerkstoffe Dresden der AdW. Für diese Serie waren unterschiedliche Bedingungen für die eingewickelte Vorspannung  $P_0$ , die Wärmenachbehandlung  $W$ , die danach erreichte Vorspannung  $P_0^W$  und ein zwischen etwa  $-10 \cdot 10^{-6} [^{\circ}\text{C}]^{-1}$  und  $+10 \cdot 10^{-6} [^{\circ}\text{C}]^{-1}$  schwankender Resttemperaturkoeffizient  $\alpha^{\text{seis}}$  charakteristisch (HENTSCH u. STEPHANI 1969[29]). Die zur Verfügung stehenden Werte wurden in verschiedenen Darstellungen einander gegenübergestellt, um die wechselnden Einflüsse der Herstellung zu berücksichtigen und daraus Bedingungen für die günstigste Technologie abzuleiten; es ließen sich damit jedoch nur einige Trendabschätzungen durchführen. In Abb. 20 sind die Werte für die Federn 1 - 34 und die Federn 1'/69, 2'/69 aufgetragen. Die Reihenfolge wurde nach aufsteigenden  $P_0$  festgelegt. Dazu sind die Temperaturen der Wärmenachbehandlung  $W$ , die sich danach ergebenden  $P_0^W$ ,  $P_0/P_0^W$  und  $\alpha^{\text{seis}}$  aufgetragen. Den größeren  $P_0$  wurde bei der Wärmenachbehandlung  $W$  durch höhere Temperaturen Rechnung getragen. Das brachte, wie gefordert, im Mittel brauchbare  $P_0^W$  um 6,5 kp. Eine leicht ansteigende Tendenz von  $P_0/P_0^W$  bleibt wegen der den  $P_0$  nicht genau im Verlauf folgenden  $W$ -Temperaturen erhalten. Die  $\alpha^{\text{seis}}$ -Werte schwanken stark um die Nulllinie. Der Einfluß der Glühtemperaturen  $W$  auf  $\alpha^{\text{seis}}$  ist in Abb. 21 dargestellt. Es lassen sich die Einzelwerte ganz gut zu Gruppen I, II, III mit den Mittelwerten  $-5,6 \cdot 10^{-6}$ ,  $-2,9 \cdot 10^{-6}$ ,  $+2,3 \cdot 10^{-6} [^{\circ}\text{C}]^{-1}$  zusammenfassen. Gruppe III umfaßt die meisten Werte, Gruppe I nur 3 Werte. Gut erkennbar sind die Tendenzen:

1. Mit steigenden Glühtemperaturen gehen die Mittelwerte vom Negativen ins Positive.
2. Es existiert eine charakteristische Temperatur  $W$  für die Wärmenachbehandlung von  $W \approx 530$  °C.
3. Ab 530 °C liegen alle Federn in einer Gruppe, die von den drei Gruppen die geringste Streuung hat und deren Mittelwert am günstigsten ist.  $\alpha^{\text{seis}}$  schwankt innerhalb dieser Gruppe zwischen  $-3 \cdot 10^{-6}$  und  $+7 \cdot 10^{-6} [^{\circ}\text{C}]^{-1}$ . Damit sind alle Federn dieser Gruppe gut brauchbar.

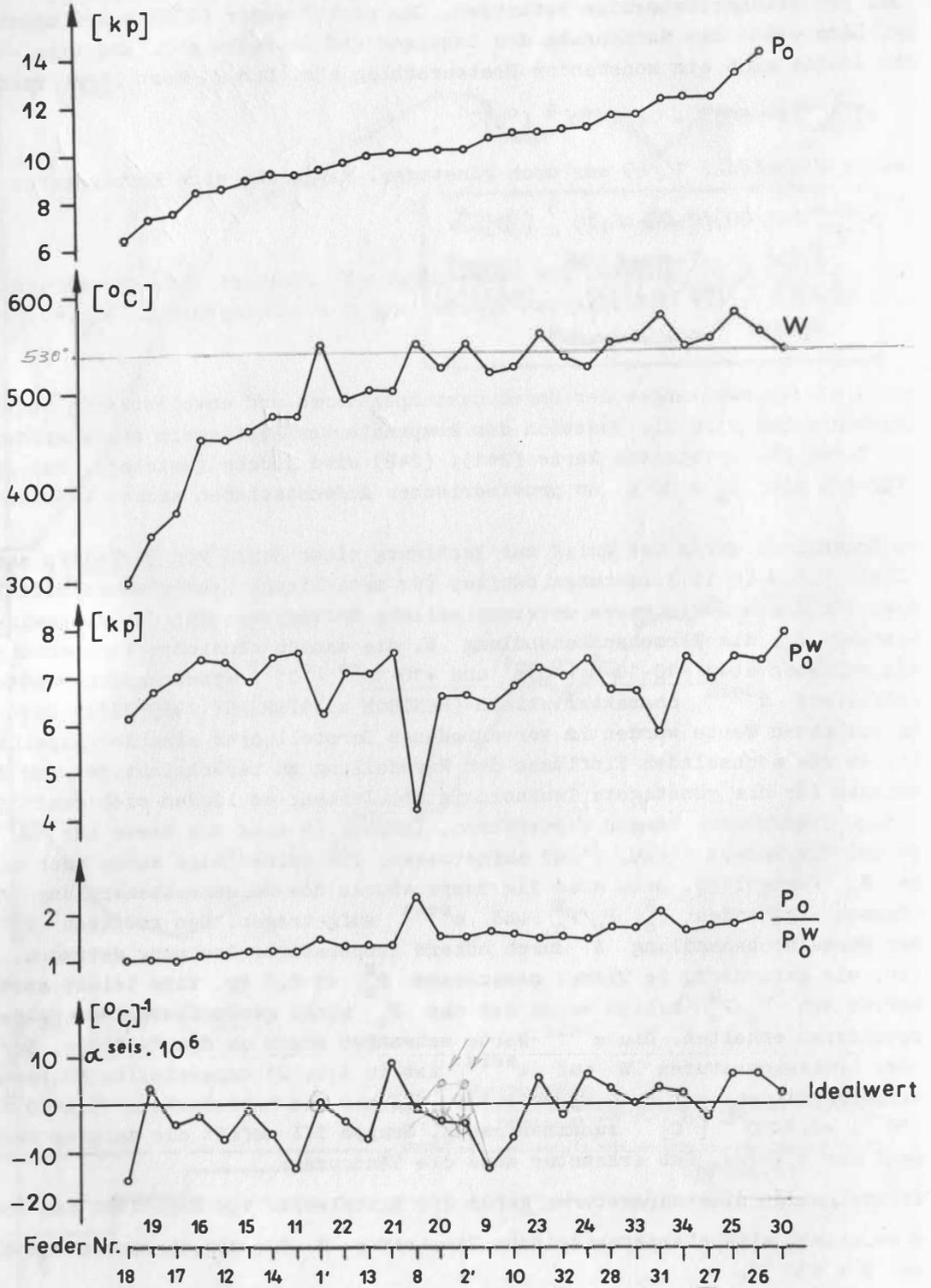
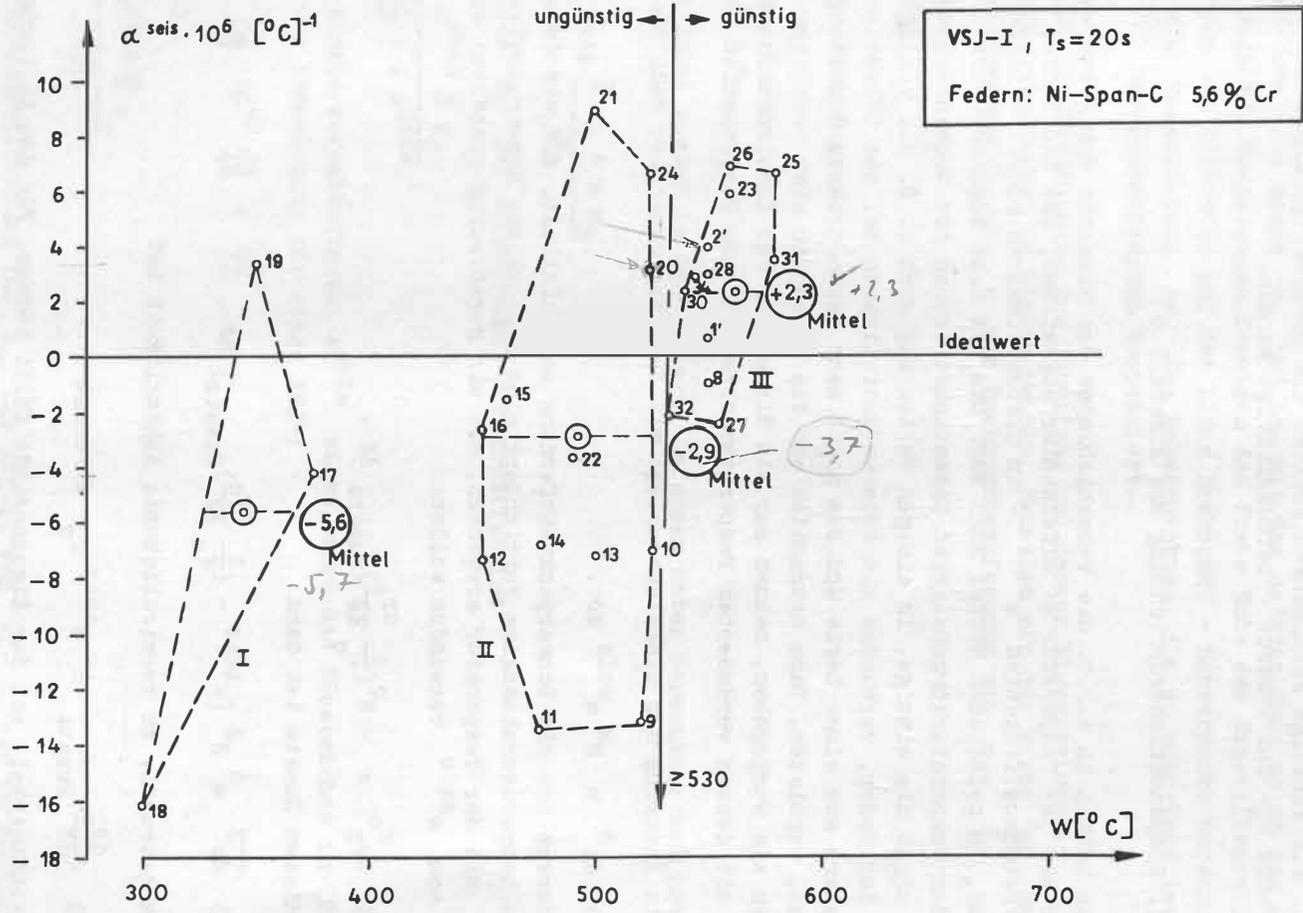


Abb. 20

Abp. 21



Die extremen  $\alpha^{\text{seis}}$ -Werte einiger Federn sind noch besser als die zuvor mit anderen Legierungen in einzelnen Fällen erreichten  $+25 \cdot 10^{-6} [^{\circ}\text{C}]^{-1}$ .

Damit hat sich die Idee einer thermisch kompensierten Empfängerkonstruktion bewährt. Für künftige Fertigungen sollten die Schlußfolgerungen aus den Abb. 20 und 21 - hohe  $P_0$ - und W-Werte - berücksichtigt werden.

#### 4.2.2. Kompensationsvorrichtung aus Bimetall

Wir hatten in 4.2.1. die Verschiebungen der Elemente der Konstruktion und die der Feder mit der Temperatur so aufeinander abgestimmt, daß die Summe, die den Gesamttemperaturkoeffizienten  $\alpha^{\text{seis}}$  - in diesem linearen Modell - dieser Anordnung bestimmt, im zeitlichen Mittel Null war. Das ist eine mögliche Form der Kompensation, die der temperaturkompensierten Gesamtkonstruktion des mechanischen Empfängers, jedoch nicht die einzige. In einigen Fällen mag sich z. B. die völlige Neudimensionierung der Feder, verbunden mit höheren Ausfallraten bei der Selektierung eines guten Exemplars aus einer Serie und dem nicht mehr veränderbaren Gesamtergebnis der Kompensation, verbieten. Dann betrachten wir die Feder und eine restliche Zahl von Einzelteilen als vorgegeben, nehmen nur ein Einzelteil der Konstruktion heraus und versuchen mit dessen verändertem Temperaturverhalten eine Kompensation zu erreichen.

Die Änderung des Winkelausschlags mit der Temperatur ist nach Gleichung (134)

$$(243) \quad d\vartheta = N^2 \alpha^{\text{seis}} d\vartheta.$$

Wir denken uns die Schwerpunktentfernung so beeinflusst, daß wir durch eine zusätzliche temperaturabhängige Vorrichtung eine zusätzliche Schwerpunktverschiebung  $d\vartheta_Z^0$  mit der Temperatur erreichen, die wir gegenläufig gestalten und zur Kompensation von  $\alpha^{\text{seis}}$  verwenden wollen:

$$(244) \quad d\vartheta_Z^0 = -N^2 \left( \frac{1}{r_0} \frac{dr_0}{d\vartheta} \right)_{\text{Zusatz}} d\vartheta.$$

Mit diesem Zusatz ist dann

$$(245) \quad \overline{d\vartheta} = N^2 \left[ \alpha^{\text{seis}} - \left( \frac{1}{r_0} \frac{dr_0}{d\vartheta} \right)_{\text{Zusatz}} \right] d\vartheta.$$

Die konstruktiv zu verwirklichende Abhängigkeit ist

$$(246) \quad \left( \frac{dr_0}{d\vartheta} \right)_{\text{Zusatz}} = \alpha^{\text{seis}} r_0 = \text{const.}$$

Die Abhängigkeit von der Eigenperiode fällt heraus. Für den zu kompensierenden VSJ-I mit

$$(247) \quad \alpha^{\text{seis}} \approx 2 \cdot 10^{-5} [^{\circ}\text{C}]^{-1}, \quad r_0 = 420 \text{ mm}$$

ergibt sich

$$(248) \quad dr_0 \approx 8,4 \cdot 10^{-3} d\vartheta \left[ \frac{\text{mm}}{^{\circ}\text{C}} \right]$$

und in weiterer Näherung für endliche Differenzen

$$(249) \quad \frac{\Delta r_0}{\text{mm}} \approx 8,4 \cdot 10^{-3} \frac{\Delta \vartheta}{^\circ \text{C}} .$$

Als Vorrichtung zur zusätzlichen  $r_0$ -Verschiebung benutzen wir einen U-förmigen Bimetallstreifen (Abb. 22). Das Prinzip ist das folgende: Der genannte Streifen trägt an seinem freien Ende eine Masse  $m_B$  und ist mit dem anderen Ende so an dem Gehänge befestigt, daß sich bei Temperaturänderungen das freie Ende des Bimetallstreifens infolge der Reaktion des Bimetalls auf der Linie Drehpunkt - Schwerpunkt verschiebt. Dem entspricht eine Verschiebung  $\Delta r_0$  des Schwerpunktes, die so ausgelegt ist, daß sie den TK  $\alpha^{\text{seis}}$  des Seismographen kompensiert.

Wir denken uns die Befestigung des Streifens und dessen Eigengewicht in  $r_0$  einbezogen und den Seismographen im Gleichgewicht. Dann ist mit der Masse  $m_B$  am Bimetall-U der neue Schwerpunkt, mit  $s$  als Drehpunktentfernung von  $m_B$ ,

$$(250) \quad \bar{r}_0 = \frac{\bar{M} r_0 + s m_B}{\bar{M} + m_B}$$

und die endliche Änderung

$$(251) \quad \Delta \bar{r}_0 \approx \frac{m_B}{\bar{M} + m_B} \Delta s .$$

Das Gehänge sei dabei wieder in der Nullage. Umformen unter Verwendung von (246) und (250) liefert

$$(252) \quad \frac{\Delta s}{\Delta \vartheta} \approx \alpha^{\text{seis}} \frac{\bar{M} r_0 + s m_B}{m_B} .$$

Die gesuchte Masse  $m_B$  bei vorgegebener Konstruktion ist

$$(253) \quad m_B \approx \frac{\alpha^{\text{seis}} \bar{M} r_0}{\frac{\Delta s}{\Delta \vartheta} + s \alpha^{\text{seis}}} .$$

Da  $\Delta s$  in der Praxis gegenläufig zu  $\alpha^{\text{seis}}$  wirkt, wird das Pluszeichen in (253) verwendet. Mit der Abschätzung für einen VSJ-I

$$(254) \quad s \alpha^{\text{seis}} \approx 10^{-2} \frac{\Delta s}{\Delta \vartheta} \ll \frac{\Delta s}{\Delta \vartheta}$$

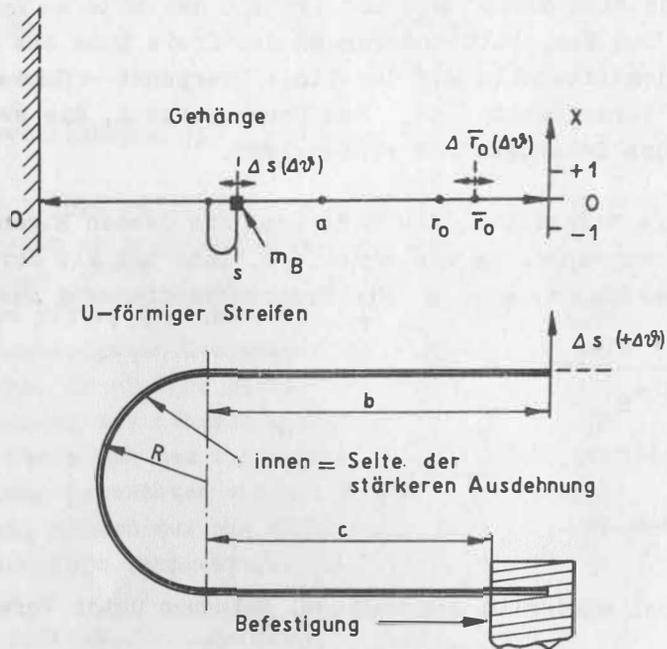
wird in Näherung

$$(255) \quad m_B \approx \frac{\alpha^{\text{seis}} \bar{M} r_0}{\frac{\Delta s}{\Delta \vartheta}} .$$

Das ist die Bestimmungsgleichung für  $m_B$ . Der Effekt von  $\alpha(r_0)$  ist im gemessenen  $\alpha^{\text{seis}}$  enthalten. Die Verbiegung des „U“ ohne  $m_B$  ist innerhalb der Meßgenauigkeit zur Kompensation symmetrisch und bewirkt keine  $r_0$ -Veränderung. Nach KAŠPAR (1960) [31] ist für ein symmetrisches Bimetall-U (Abb. 22)

$$(256) \quad \Delta s = \frac{l^2 K}{2 h} \Delta \vartheta ,$$

wobei  $l$  und  $h$  die Gesamtlänge bzw. Stärke des „U“ und  $K$  die spezifische thermische Ausbiegung des Bimetalls bezeichnen. Für ein unsymmetrisches „U“ ist



$$\Delta s = \frac{k}{h} (b^2 - c^2 + 2bc + 4R^2 + 2\pi Rb) \cdot \Delta \vartheta$$

Abb. 22

$$(257) \Delta s = \frac{K}{h}(b^2 - c^2 + 2bc + 4R^2 + 2\pi Rb) \Delta \vartheta$$

mit  $b, c$  - Schenkel des unsymmetrischen Bimetall-"U",  $R$  - Biegeradius.

Es kommt bei einer solchen Vorrichtung nach (255) in der Praxis nicht darauf an, an welcher Stelle des Gehänges man sie befestigt und arbeiten läßt. Die wirklich auftretenden Korrekturen sind vernachlässigbar gering. Damit ist die Kompensationsvorrichtung in der Handhabung sehr einfach. Mit den Werten für  $\Delta s/\Delta \vartheta$  der verwendeten Vorrichtung und einem vorher ermittelten Wert für  $\alpha^{\text{seis}}$  ist nach (255)  $m_B$  berechenbar. Die Breite des Bimetalls, die in die Formeln (256) und (257) nicht eingeht, spielt nur bei der Belastung des Streifens und als Korrektur für  $\Delta s$  bei sehr breiten Streifen eine Rolle. Wird der Streifen zu schmal gewählt, dann treten unter Belastung durch  $m_B$  noch zusätzliche blattfederähnliche Ausbiegungen auf, die je nach dem thermischen Zustand des "U" in verschiedenen Richtungen wirken und schlecht kontrollierbar sind. Die Breite ist so zu wählen, daß mit Sicherheit die berechenbaren Ausbiegungen gegenüber den durch Temperaturänderungen hervorgerufenen Verschiebungen zu vernachlässigen sind und daß die Vorrichtung mit  $m_B$  als schwingungsfähiges Gebilde eine Resonanzfrequenz hat, die nicht die Übertragungskurve des Systems beeinflusst. Außerdem soll die thermische Zeitkonstante so groß sein, daß die Aufzeichnung dadurch nicht beeinflusst wird.

Das wurde für eine 30/90-Kombination (Typ C) eines Systems erreicht. Die Temperaturempfindlichkeit wurde beträchtlich verringert, die Eigenfrequenz der Vorrichtung und die Zeitkonstante bei Temperaturänderungen störten nicht die Registrierungen. Die Daten der Vorrichtung waren folgende:

$$(258) \begin{cases} \alpha^{\text{seis}} = 2,5 \cdot 10^{-5} [^{\circ}\text{C}]^{-1}, & b = c = 50 \text{ mm}, & R = 30 \text{ mm}, \\ K = 0,227 \cdot 10^{-4} [^{\circ}\text{C}]^{-1}, & h = 1 \text{ mm}. \end{cases}$$

Das verwendete Material war Bimetall TB 155/78 vom VEB Auerhammer, Aue/Sa. Abb. 23 zeigt, daß es einen Unterschied in den  $K$ -Werten für flache Bimetallstreifen und für zu einem "U" kalt verformte Streifen gibt. Die Gleichung (255) hatte die endgültige Gestalt

$$(259) m_B \approx 55,6 \cdot 10^5 \alpha^{\text{seis}}, \quad m_B \approx 136 \text{ g}$$

für unsere fertige Vorrichtung. Abb. 24 zeigt die aufgenommene Kompensationsgerade. Die Zahl der Meßwerte, von denen nur einige an einem Tag zu ermitteln waren, mag ein Bild vom zeitlichen Aufwand geben. Die Mittelwerte streuen wenig um die Gerade. Der Streubereich der Meßwerte ist angedeutet; er wird mit Annäherung an kleine  $\alpha^{\text{seis}}$ -Werte geringer. Nach dieser Kurve wurde  $K$  bestimmt, da es sich anders nicht messen ließ. Diese Bestimmung ist weiterhin für das "U" gültig, so daß für einen Einsatz in einem anderen Gerät nur  $m_B$  berechnet werden muß. Es reicht dann eine Überprüfung des kompensierten Zustandes aus. Abb. 25 zeigt die Ergebnisse einer solchen Kompensation bei extremen künstlichen thermischen Störungen im Labor. Selbst die Maximalwerte von  $\alpha^{\text{seis}}$  sind um den Faktor 10 besser als  $\alpha^{\text{seis}}$  ohne Vorrichtung. Das Mittel hat den Wert

$$(260) \alpha^{\text{seis}} \approx + 2,4 \cdot 10^{-7} [^{\circ}\text{C}]^{-1}, \quad T_s = 20 \text{ s}.$$

Mit solchen guten Mittelwerten kann man auch bei einer Aufstellung in einer Station

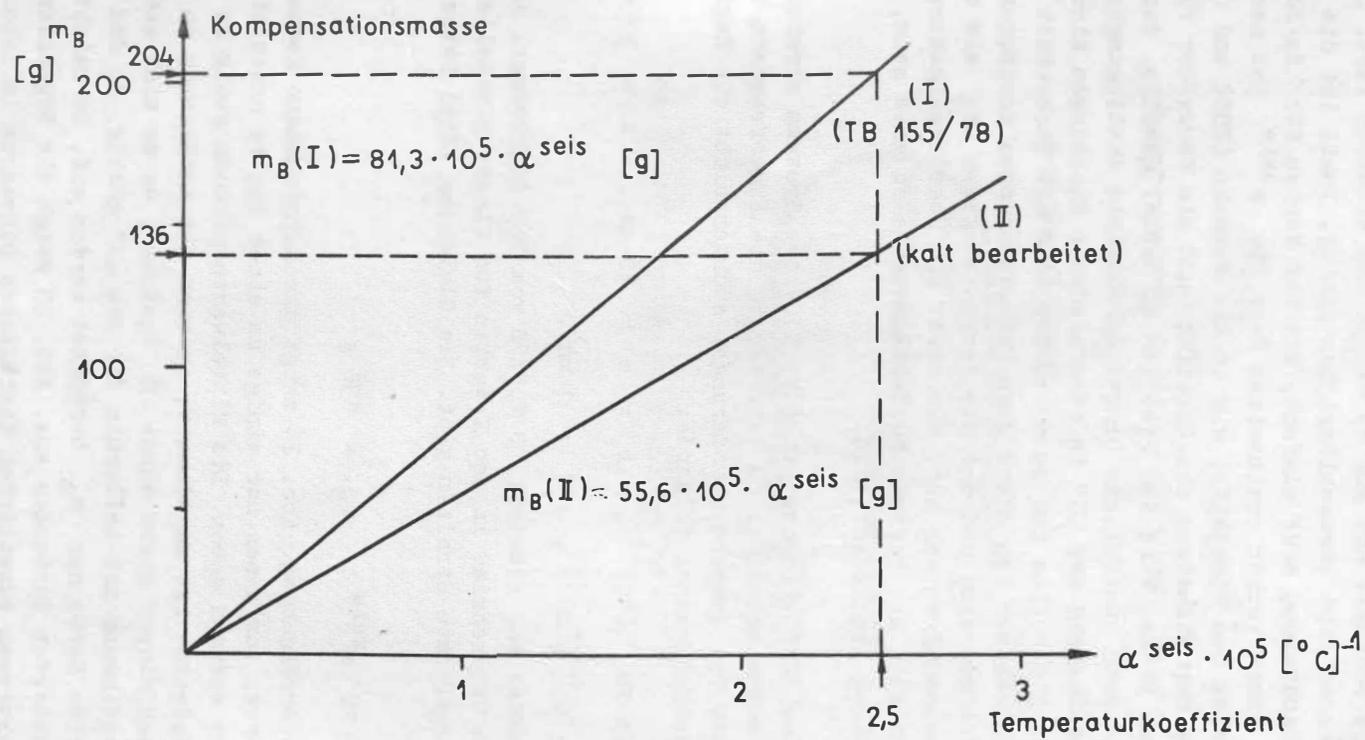


Abb. 23

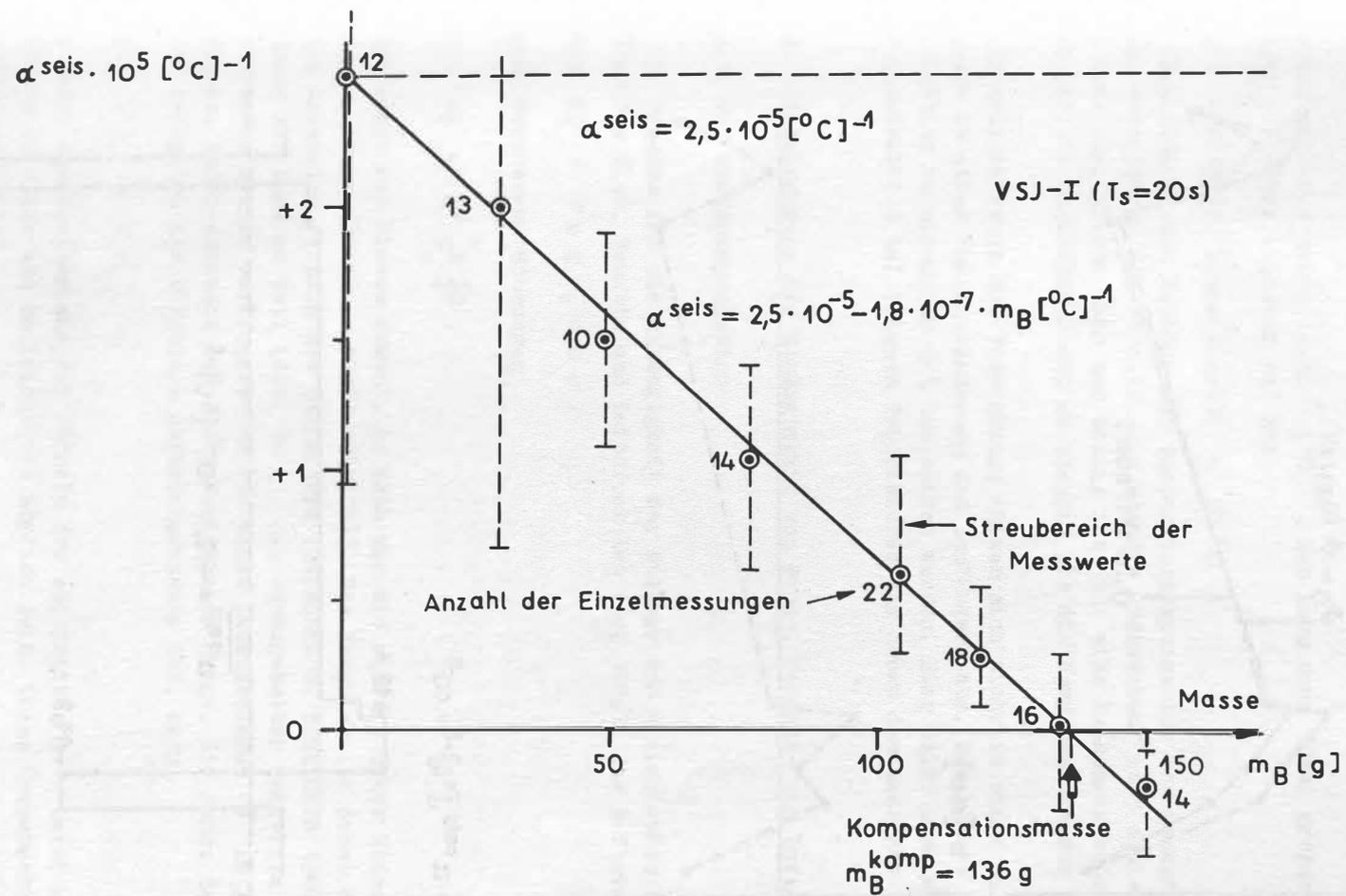


Abb. 24

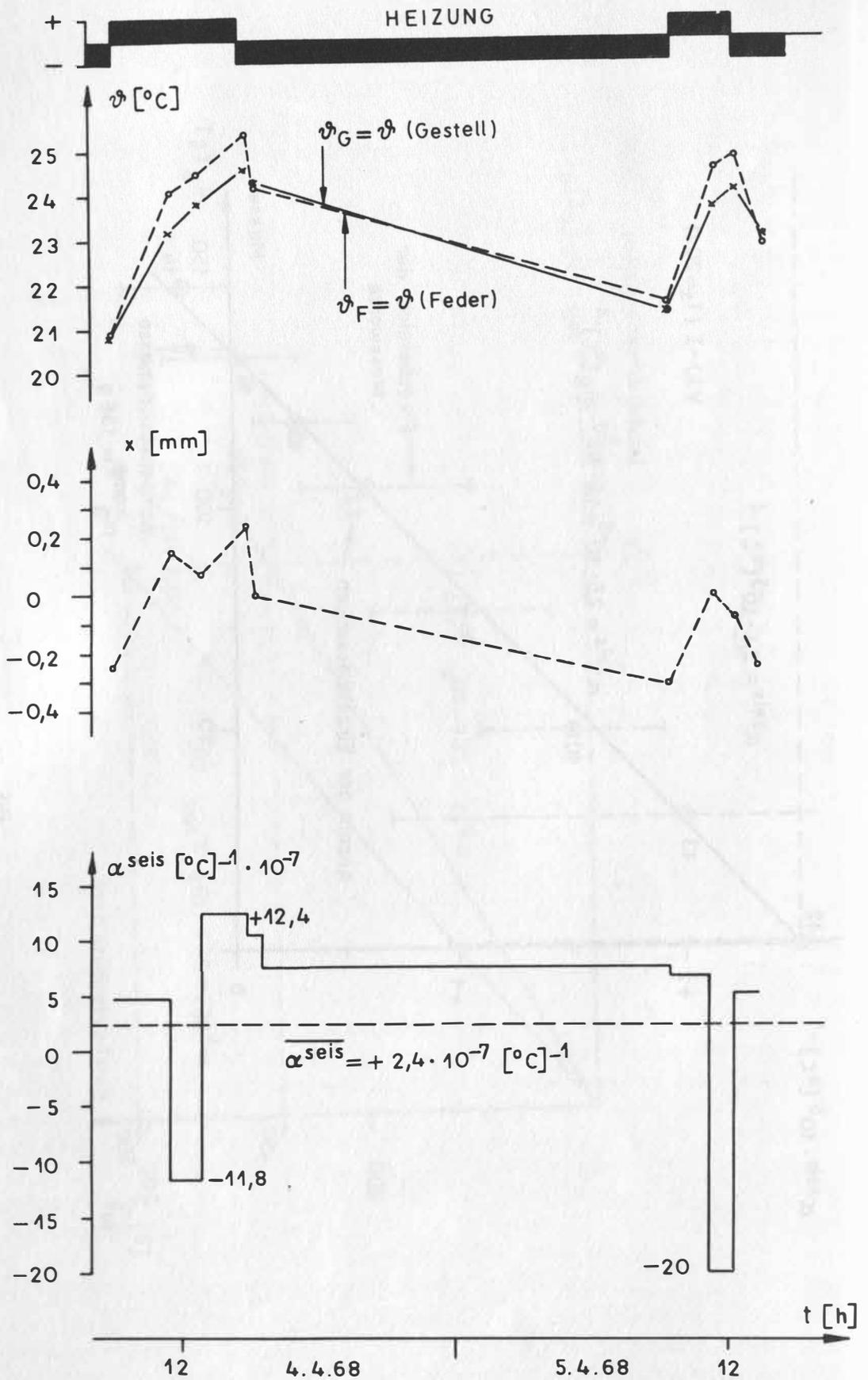


Abb. 25

rechnen. Bei  $T_g = 30$  lag das Mittel bei

$$(261) \quad \overline{\alpha^{seis}} \approx + 9 \cdot 10^{-7} [^{\circ}\text{C}]^{-1}, \quad T_g = 30 \text{ s},$$

die Maximalwerte unter  $4 \cdot 10^{-6} [^{\circ}\text{C}]^{-1}$ . Man kann etwa 10mal größere Temperaturschwankungen als zuvor zulassen und hat

$$(262) \quad |\Delta\theta(\text{VSJ-I, kompensiert})| \approx 10 \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

Im Vergleich zu der Methode der Temperaturkompensation der gesamten Konstruktion hat diese Vorrichtung den Vorteil, daß sie die „Schwächen“ auch schlechter Federn in hohem Maße korrigieren kann und billig ist. Für eine Neukonstruktion eines Seismographen ist sie natürlich nicht so elegant wie die Kompensation der Konstruktion.

Alterungseffekte der Vorrichtung wirken sich nicht in einer Nullpunktänderung, sondern in einer Periodenänderung des Empfängers aus. Das konnte bei dem Einsatz der Vorrichtung in einem VSJ-I/L beobachtet werden. Hier hilft eine künstliche Alterung der Konstruktion bei höheren Temperaturen als denen des Betriebs vor dem Einsatz.

#### 4.3. Verringerung der Abhängigkeit von Wind-, Feuchte- und Luftdruckschwankungen

##### 4.3.1. Auftriebskompensation

Die Ursache für die Abhängigkeit der Nulllage des mechanischen Empfängers von den Störgrößen Wind, Feuchte und Luftdruck ist nach 3.1.1. das Auftriebsmoment

$$(263) \quad M_1' = V \rho g r_v \cos \varphi.$$

Dieses verursacht Störungen

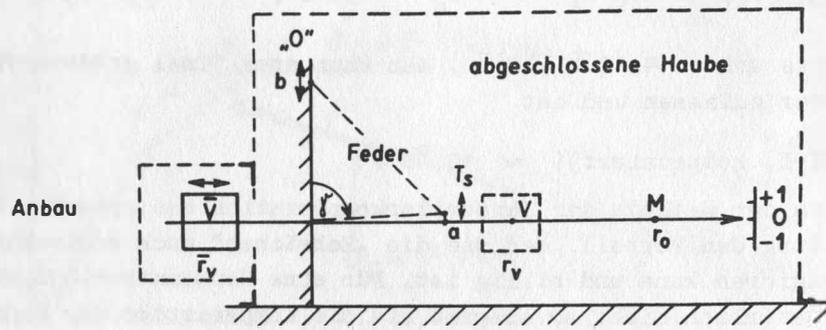
$$(264) \quad d\varphi \approx N^2 \frac{r_v}{r_0} \frac{d\rho}{\rho}.$$

Kompensiert man dieses Moment, so kann man mit einer starken Reduzierung der Störungen rechnen (EWING u. PRESS 1953[23]). Das Vorgehen ist dabei das folgende: Nach einem bekannten Prinzip des Dasymeters (GRIMSEHL u. TOMASCHEK 1940[26]) wird, in Anwendung auf unseren Fall (Abb. 26 A), der Gehängebalken rückwärts über das Gehängedrehzentrum hinaus verlängert und mit einem Zusatzvolumen  $\bar{V}$  im Abstand  $\bar{r}_v$  zu 0 versehen. Damit entsteht für den Auftrieb eine Waage, die genau dann im Gleichgewicht bezüglich der wirkenden Auftriebsmomente ist, wenn

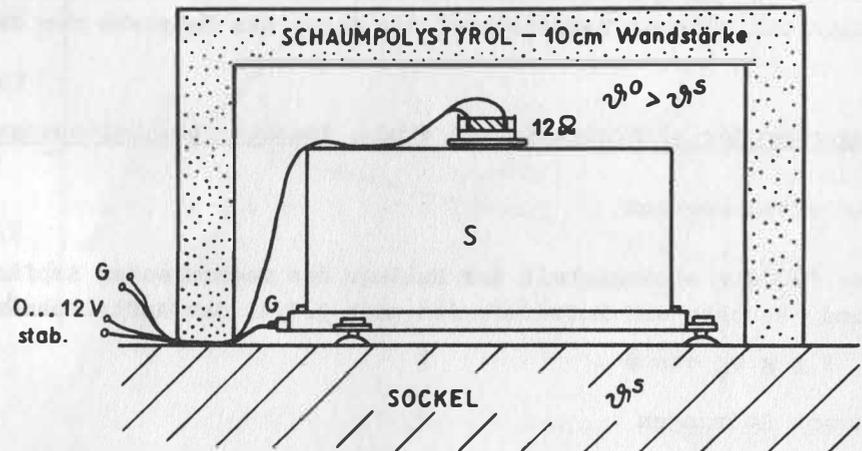
$$(265) \quad \bar{V} \bar{r}_v = V r_v.$$

Das folgt unmittelbar aus den Formeln des Abschnittes 3.1. Dabei muß die Zusatzeinrichtung so starr und so leicht wie möglich sein. Diese Kompensation ist auch bei Gravimetern üblich.

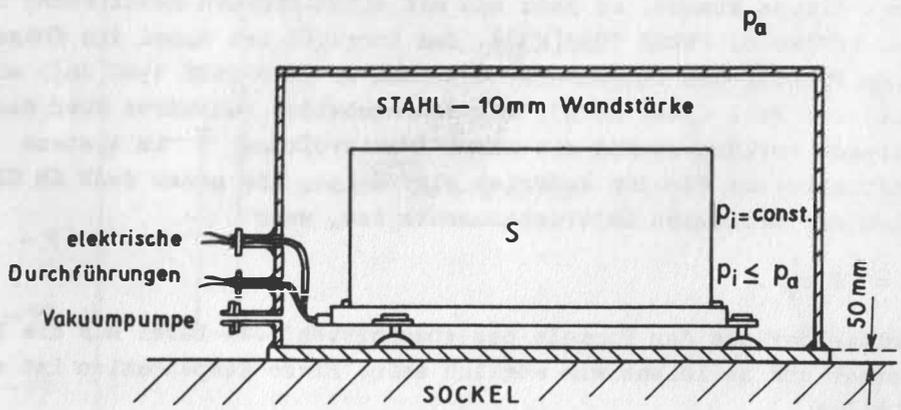
Wenn die Kompensation richtig eingestellt wird, dann gelingt es, eine Unabhängigkeit von Dichteschwankungen zu erreichen. Schnelle und starke Schwankungen können jedoch noch Reststörungen bringen, wenn das Drehzentrum Vertikalbewegungen des Gesamtgehänges zuläßt. Da der resultierende Auftrieb im Drehzentrum wirkt, können vertikale Bewegungen des Gehänges im Drehzentrum bei schnellen und starken Dichteschwan-



A



B



C

Abb. 26

kungen zu Störungen führen, deren Periode etwa die des mechanischen Empfängers ist (EWING u. PRESS 1953[23]). Störungen sind auch zu erwarten, wenn die Dichteverteilung unter der Haube und dem Anbau nicht gleichmäßig ist.

Zur Erfüllung der Kompensationsbedingung (265) wurde für einen VSJ-I das Gehänge in Flüssigkeit getaucht und aus dem verdrängten Volumen  $V$  und bei der Verdrängung von  $(1/2)V$  der Mittelpunkt  $r_v$  bestimmt. Das ergab ohne Berücksichtigung der Feder sowie kleiner Anbauten wie untere Federbefestigung und Spulen die Werte

$$(266) \quad V \approx 930 \text{ cm}^3, \quad r_v \approx 355 \text{ mm}.$$

Die Kompensationsvorrichtung besteht aus einem dünnwandigen, stabilen, abgeschlossenen, hohlen Aluminiumzylinder, dessen Entfernung vom Drehpunkt einstellbar ist. Mit  $\bar{V} \approx 1800 \text{ cm}^3$  wird

$$(267) \quad \bar{r}_v = \frac{r_v V}{\bar{V}} \approx 183 \text{ mm}.$$

Da nicht alle Teile des Gehänges berücksichtigt wurden und bei der Bestimmung von  $V$  und  $r_v$  ein Fehler von etwa 10 % auftreten kann, empfiehlt sich ein schrittweises Vorgehen mit veränderbarem  $\bar{r}_v$  in der Art wie bei der Bimetallkompensation mit veränderbarem  $m_B$ . Als Indikator dienen dabei in Moxa die von einer Klimaanlage verursachten und täglich etwa gleichen Störungen des VSJ-I/L in den Vormittagsstunden. Die abnehmende Störhöhe ist dabei ein Zeichen der Annäherung an die Entfernung  $\bar{r}_v$ , die eine Kompensation des Auftriebsmomentes des Gehänges garantiert.

Da diese Kompensationsvorrichtung eine Verringerung des Momentes bedeutet, ist eine Korrektur der Federbefestigung, ein kleineres  $a$ , notwendig. Korrigiert man die Nullage allein mit  $b$ , so erhält man bei einem unsymmetrischen Einbau  $b < a$  ( $a - b \approx 0,1 a$ ) nicht mehr die ursprünglichen langen Eigenperioden  $T_g$ . Bei einem VSJ-I/L in Moxa lag die maximale Eigenperiode bei  $T_g \approx 5,5 \text{ s}$ , mit Korrektur des Federeinbaues bei  $T_g \geq 50 \text{ s}$ .

#### 4.3.2. Dichtestabilisierung

Nach BUIST (1962) [13] und SUTTON (1962) [65] ist mit einer wesentlichen Verringerung von Störungen durch die Wärmebewegung unter der Seismographenhaube zu rechnen, wenn man dafür sorgt, daß die Luft im oberen Teil der Haube stets etwas wärmer ist als die Gestellplatte des Gerätes. Dann findet eine Stabilisierung der Luft statt in der Gestalt, daß eine „Dichtesortierung“ erfolgt ähnlich den Vorgängen bei der Thermodiffusion (POHL 1955[53]), wo durch Heizung eine Molekültrennung nach dem Molekulargewicht stattfindet. Außerdem ist allen Wärmeausgleichsströmungen die Ursache entzogen, da die Basisplatte stets etwas geringere Temperatur hat als die Luft oben unter der Abschirmhaube und deshalb keine Ausgleichsvorgänge von unten nach oben stattfinden. Demnach hat man so etwas Ähnliches wie einen erzwungenen Dichtezustand erreicht, in dem die Störungen nicht auftreten.

Eine in Moxa verwendete Haube (Abb. 26 B) hat die Abmessung (80 x 80 x 130) cm, die Wandstärke 10 cm und besteht aus Schaumpolystyrol. Zur Erzeugung des stationären

Wärmegleichgewichts befindet sich zwischen dem Seismographenoberteil und der Haube ein Heizer, dessen stabilisierte Betriebsspannung regelbar ist, so daß sich die zur Dichtestabilisierung erforderliche Heizleistung einstellen läßt. Die Größe der Leistung ist durch Beachtung der Höhe der Störungen in den Registrierungen und Vergleich mit der Heizleistung bestimmbar. Nach Erfahrungen von SUTTON (1962) [65] und BUIST (1962) [13] genügen einige Watt. Das variiert natürlich etwas mit der Größe des Seismographen und der Haube. Bisher wurde diese Methode nur bei Horizontalseismographen angewandt. In Moxa wurde eine solche Dichtestabilisierung bei einem Horizontalseismographen ( $T_s = 30$  s) mit einem ultralangperiodischen Galvanometer ( $T_g = 330$  s) erprobt. Bei Vertikalseismographen setzt das Prinzip eine temperaturkompensierte Konstruktion oder das Vorhandensein einer Nullpunktregelung voraus (s. Kap.5).

#### 4.3.3. Druckdichte Abschirmung

Wind, wechselnde Feuchte und schnelle Luftdruckänderungen werden nur wenig Störungen hervorrufen können, wenn sich der Seismograph in einem druckdichten und unter den vorkommenden Druckunterschieden nicht deformierbaren Behälter befindet. Sieht man außerdem noch eine Evakuierung vor, so kann man Wärmeleitungseffekte und kleinste Dichteschwankungen sowie Auftriebseffekte beseitigen. Nach BLUM u. a. (1966) [8], die mit einem evakuierten 60-s-Horizontalseismometer arbeiten, verschwinden die kleinsten Störungen bei einem Vakuum von einigen Torr, das mit Vorvakuumpumpen zu erreichen ist, und störfreie Vergrößerungen bis  $V \approx 100\ 000$  sind möglich. In enger Anlehnung an Vorstellungen und Ergebnisse von SIMON (1969) [61] wurde ein solcher Behälter der Größe  $100 \times 125 \times 71$  angefertigt, der evakuiert werden kann. Die elektrischen Durchführungen sind druckdicht (Abb. 26). Betriebserfahrungen zeigen eine starke Dämpfung der im Behälter auftretenden Luftdruckschwankungen gegenüber dem sie erzeugenden Außenluftdruck. Die inneren Druckvariationen liegen für Luftdruckwellen mit Perioden von 200 - 300 s bei 0,01 der äußeren Werte. Für kurzperiodische Luftdruck- und Feuchtevariationen ist die Dämpfung größer. Die Anwendung der Abschirmung bei einem hochvergrößernden 30-s-Vertikalseismographen wird in Abschnitt 5.6. gezeigt.

## 5. • Elektronischer Seismograph mit Rückführung und Filterung zur Erhöhung der Störfreiheit und als Mittel zur Einführung moderner Methoden der Datenerfassung und -verarbeitung in die Seismometrie

### 5.1. Signalabnahme und geregeltes Seismographensystem

#### 5.1.1. Die wegproportionale Signalabnahme im Seismographen

Die ersten Seismographen waren Geräte, die über einen begrenzten Perioden- und Amplitudenbereich mit mechanischen Hebeln oder optischen Lichtzeigern eine wegproportionale Signalaufzeichnung gestatteten. Nullpunktverlagerungen und Driften wurden mitregistriert und beeinflussten die Registrierungen negativ. Die Vergrößerung blieb meist unter 1000 und erreichte bei einigen Konstruktionen (KRUMBACH 1949[33]) Werte von  $\geq 2000$ . Die Entwicklung elektrodynamischer Systeme mit einem geschwindigkeitsproportionalen Tauchspulgeber im mechanischen Empfänger und integrierendem Galvanometer mit einem langen Lichtzeiger ( $\geq 500$  mm) und photographischer Registrierung führte zu bewährten Standardgeräten und Abstimmungen. Elektrodynamische Seismographen zeichnen langperiodische Driften nicht auf und gestatten in einzelnen Fällen Vergrößerungen bis zu  $10^6$  ohne aktive Bauelemente (TEUPSER 1970[73]). Sowohl die mechanischen als auch die elektrodynamischen Seismographen haben den Nachteil, daß sich das aufgenommene Signal zwischen Empfängerausgang und Registriervorgang gar nicht oder nur in beschränktem Maße beeinflussen läßt. Filterungen sind nur schwer möglich; die Ausblendung eines Störsignals gelingt bei elektrodynamischen Seismographen durch Einschaltung eines parasitären Galvanometers mit einer der Störfrequenz gleichen Eigenfrequenz. Eine automatische Verarbeitung der Registrierung ist nur möglich, wenn die photographische oder anders vorliegende Sichtregistrierung nachträglich durch Zusatzeinrichtungen digital nachverfolgt wird und die gewonnenen Digitalwerte in einem Rechner bearbeitet werden.

Eine nachträgliche oder womöglich sofort beim Meßvorgang erfolgende Signalbearbeitung und Umsetzung in Digitalwerte für einen angeschlossenen Rechner ist eine Forderung der Seismologen aus deren sich ständig ausdehnendem Forschungsfeld an den Gerätebauer. Das ist ein Grund, um nach neuen Konstruktionen Ausschau zu halten.

Der andere Grund entspringt unserem Hauptanliegen nach Erhöhung der Störfreiheit. Nach unseren obigen Ausführungen muß man bei den meisten Konstruktionen ein System schon als gestört ansehen, wenn sich das Gehänge des mechanischen Empfängers bei Abwesenheit eines seismischen Signals nicht in der Nähe der Nullage befindet. Sowohl  $T_g$  als auch die anderen Parameter sind nullpunktabhängig. Da die geforderte Gleichgewichtslage nicht mitregistriert wird, kann sich das Gehänge also irgendwo zwischen den Ausschlagsbegrenzungen befinden und dem Gerät abweichende Vergrößerungswerte und Änderungen der Charakteristiken verleihen, ohne daß aus der Registrierung darauf rückgeschlossen und nachträglich korrigiert werden könnte. Erreicht das Gehänge durch starke Störeinflüsse die Nähe der mechanischen Begrenzung oder liegt es an dieser an, so ist dies meist erst bei der Auswertung der vorliegenden Registrierung festzustellen. Die dann notwendige Nachstellung von Hand bringt auch Störungen und Unruhe in die Aufzeichnungen. Es ist daher notwendig, die Gleichgewichtslage mit als Signal abzutasten, um bei langperiodischen Driften automatisch regelnd einwirken zu können, und im Signalweg zu filtern, um die langsamen Nullpunktänderungen nicht zu registrie-

ren. Die wegproportionale Signalabnahme soll möglichst so erfolgen, daß man ohne Rückwirkungen zwischen Seismograph und Registrierung verstärken und filtern kann. Das elektrische Signal soll stabil gegenüber Umweltveränderungen und die Signalabnahme über einen möglichst großen Ausschlagbereich linear sein. Ein Wert von  $\pm 1 \text{ mm}$  ist anzustreben, um die Parameter sicher überprüfen zu können.

Es gibt nun viele Möglichkeiten, ein Signal wegproportional berührungslos abzunehmen und in ein entsprechend stabiles elektrisches Signal umzuwandeln. Die einzelnen *W a n d l e r* und *G e b e r* der in der Literatur beschriebenen Konstruktionen verschiedener Autoren unterscheiden sich in vielen kleinen technischen Details und in einigen groben Entwicklungslinien, auf die wir hier kurz eingehen wollen. *SNIRMAN* (1934) [62] verwendet in seinem kurzperiodischen Horizontalseismographen mit Öldämpfung einen Differentialkondensator aus drei Platten, von denen sich die beiden äußeren relativ zur inneren, dritten Platte bewegen, in einer Brückenschaltung. Je nach Stellung der Platten sowie der daraus resultierenden Kapazität und deren Wechselstromwiderstand gelangt ein proportionaler Anteil einer Träger-schwingung von 200 ... 2000 Hz, die sich in diesen Grenzen beliebig wählen läßt, zum Verstärker. Ausschläge des Gehänges werden in Spannungswerte einer Trägerfrequenz-Sinusschwingung umgesetzt. Wir haben also ein amplitudenmoduliertes Übertragungssystem. Die amplitudenmodulierte Schwingung wird in einem Röhrenverstärker intensiviert und gleichgerichtet. Nach einer Kompensation des Gleichstromanteiles der Gleichrichtung wird das niederfrequente elektrische Bebensignal mit einem Registrier-galvanometer aufgezeichnet. Verstärkungen bis zu  $10^6$  sind möglich. Schwankungen der Verstärkungen der Röhren oder andere Amplitudenstörungen gehen direkt in die Registrierung ein, sofern sie nicht mit ihrer Periode außerhalb des Durchlaßbereiches der Anordnung liegen und geschwächt werden. Frequenzänderungen des Trägerfrequenz-Oszillators stören in dieser Anordnung wenig. - Registrierbeispiele von Beben und Meßwerte über die Konstanz der Aufzeichnung wurden nicht angegeben.

*MOLARD* (1947) [49] benutzt bei seinem Geber ein etwas anderes Prinzip. Er hat an dem Horizontalseismographen von  $T_g = 10 \text{ s}$  Eigenperiode ebenfalls einen aus drei Platten bestehenden Differentialkondensator, dessen mittlere Platte geerdet ist, dessen äußere Platten jedoch nicht in einer Brückenschaltung mit einer Trägerfrequenzeinspeisung liegen, sondern mit zwei LC-Oszillatoren von 3500 bzw. 3950 kHz verbunden sind. Relativbewegungen im Differentialkondensator erzeugen Frequenzänderungen der beiden Oszillatoren. Die nach Mischung entstehende Trägerfrequenz von 450 kHz ist mit dem Signal des Seismographen frequenzmoduliert. Nach Verstärkung, Demodulation und Integration mit RC-Gliedern kann das Signal mit einer Vergrößerung bis  $V \approx 20\ 000$  aufgezeichnet werden. - Die Apparatur ist in Röhrentechnik ausgeführt. Bei der Verwendung einer Frequenzmodulation stören Amplitudenänderungen im Verstärkungsweg nicht, da man die Trägerfrequenz in der Amplitude beschneiden kann. Frequenzänderungen der Oszillatoren durch Temperaturänderungen und Alterungen o. ä. gehen als Störungen in die Registrierung ein. Für einen Vertikalseismographen sind Überlegungen über eine Rückkopplung und verschiedene Formen der Übertragungskurve in dieser Arbeit angestellt.

Ebenfalls einen kapazitiven Geber hat der 10-s-Horizontalseismograph, den *UTSU* (1954) [83] beschreibt. Der Oszillator der Geberstufe in Röhrentechnik ist quarzgesteuert, und der mit dem Gehänge verbundene Plattenkondensator befindet sich **im**

Anodenschwingkreis des Oszillators. Es wird der bekannte, meist unerwünschte Effekt ausgenutzt, daß sich der Anodenstrom der Röhre des quartzesteuerten Oszillators mit der Verstimmung des Anodenschwingkreises durch den Geberkondensator ändert. Diese im Takte der Geberbewegung erfolgenden Stromänderungen werden in einer weiteren Stufe verstärkt. Die Nullpunktdrift wird durch die kapazitive Ankopplung dieser Stufe unterdrückt. Der Geber hat bei einer Grundkapazität des Schwingkreises von 250 pF über etwa  $\pm 2$  pF einen linearen Zusammenhang zwischen Kapazität und Anodenstrom. Die Registrierung im Bereich von 0,1 ... 10 s erfolgt mit einer Vergrößerung  $V \geq 1000$  auf Rußpapier.

Mit einem Seismographen mit elektrostatischem Geber stellt MOLARD (1955) [50] eine andere mögliche Lösungsvariante vor. Ein Differentialkondensator ( $\sim 100$  pF) zwischen Gehänge und Gestell eines Seismographen wird mit einer stabilisierten hohen Gleichspannung (+300 V) ständig geladen. Periodische Änderungen der Kapazität durch Relativbewegungen der Kondensatorteile führen bei fester Ladungsmenge zu einem Oszillieren der Kondensatorspannung, das über nachfolgende Stufen verstärkt und gleichgerichtet wird. Das in Röhrentechnik aufgebaute Gerät erlaubt Vergrößerungen zwischen 2000 und 20 000 bis zu einem Maximalwert von ca. 100 000. Mit einem Galvanometer werden die Schwingungen im Bereich von 1 ... 3 s registriert.

VERNON (1958) [84] hat in einer Apparatur zur Messung von elastischen Eigenschaften von Proben einen Trägeroszillator von 70 MHz, der mit  $\lambda/2$ - und  $\lambda/4$ -Resonanzkreisen mit Koaxialkabel aufgebaut ist und dessen Frequenz über einen Geberkondensator verändert wird. Nach Herabmischung auf 12 MHz wird im Anschluß an einen phasempfindlichen Gleichrichter registriert. Diese Methode läßt sich auch für Seismographen verwenden, wenn es gelingt, die Frequenz des freischwingenden Trägeroszillators für einen Dauerbetrieb stabil genug zu halten.

Die bisher besprochenen Konstruktionen verwendeten ausschließlich einen Kondensator als Stellgröße, d. h. als vom Ausschlag des Seismographen abhängiges Bauelement, das je nach seiner Größe eine Frequenz o. ä. beeinflusste. Natürlich läßt sich auch eine veränderbare Induktivität verwenden, bei der z. B. der Ausschlag des Seismographen einen Kern in einer Spule verschiebt oder zwei Spulenteile einander annähert.

TUCKER (1958) [77] verwendet in seinem elektronischen Horizontalseismographen von  $T_s = 1,6$  s mit Rückführung einen variabel gekoppelten Transformator für die Übertragung der Trägerfrequenz von 1000 Hz. Je nach Seismographenausschlag ändert sich die Kopplung und damit die Größe der vom Geber übertragenen Spannung, die damit in der Amplitude moduliert wird. Nach Verstärkung und Gleichrichtung wird das Signal mit zwei Integratoren behandelt, was eine zwischen 1,5 s und 12 s gleichmäßige Verstärkung von  $V \approx 5000$  ergibt. Zur Stabilisierung der Nullage wird das über ein RC-Glied abgetrennte Signal auf den Empfänger direkt zurückgeführt. Damit verkürzt sich dessen Eigenperiode von  $T_s = 1,6$  s auf  $T'_s = 1$  s. Das Gerät ist ebenfalls noch mit Röhren bestückt.

Ein frequenzmoduliertes Übertragungssystem hat ein direkt digitalisierender 3-Komponenten-Seismographensatz, den DE BREMAEKER u. a. (1962) [19] beschreiben. Die geerdete Masse des Seismographen bildet mit zwei gegenüberstehenden Platten von  $110 \text{ cm}^2$  Fläche einen Doppelkondensator. Beide Kondensatorhälften steuern die Frequenz

je eines stabilen CLAPP-Oszillators, in Röhrentechnik, in gegenläufigem Sinne. Es werden PRESS-EWING-Seismometer verwendet, der Abstand der Platten ist 1 mm und die Nichtlinearität des Gebers bei weniger als 0,2 mm Ausschlag zu vernachlässigen. Die Eigenperiode der Geräte ist 12,6 s, die Trägerfrequenz etwa 1 MHz. Im Signalweg liegt nach dem Gleichrichter ein Doppel-T-Filter zur Formung der Charakteristiken. Die Rückführung mit einem Operationsverstärker mit RC-Netzwerk wird nur zur Stabilisierung der Nulllage angewendet. Die Verstärkung ist 20 000fach und der Hub der Frequenzmodulation 400 Hz/ $\mu\text{m}$ . Die elektrische Stabilität der Differenzfrequenz bei 30 kHz ist ca.  $10^{-5}$  über einen längeren Zeitraum. Das entspricht einer Bodenbewegung von ca. 1,25 nm.

Das erste transistorisierte Gerät mit wegproportionaler Signalabnahme ist der elektronische Seismograph mit kapazitivem Geber von VETCHINKIN (1962) [85]. Der kurzperiodische Vertikalseismograph ( $T_s = 1,2$  s) hat einen Plattenkondensator mit 1 mm Plattenabstand zur Frequenzmodulation eines von zwei freischwingenden Oszillatoren von etwa 900 kHz. Die Differenzfrequenz bei etwa 300 Hz wird begrenzt und auf Magnetband gespeichert bzw. gleichgerichtet. Die Rückführung geschieht über zwei RC-Filter. Im Bereich von 1 s ... 3 s ist die Vergrößerung  $V \approx 30\ 000$ . Das gesamte Gerät hat bei 12 V eine Stromaufnahme von 200 mA. Ein Beispiel für ein registriertes Beben wird gezeigt. Über die Übertragungskurven und den Einfluß der Rückführung werden keine Angaben gemacht.

Eine Weiterentwicklung ist die Konstruktion eines kapazitiven Seismographen für den Bereich 0,1 s ... 1,5 s von RYKOV und SIDOROV (1963) [58]. Der mechanische Empfänger ist ein SVK-M-3 mit  $T_s = 1,5$  s und  $\alpha_s = 0,6$ . Einer von zwei LC-Generatoren wird durch den kapazitiven Geber in der Frequenz moduliert. Die Nichtlinearitäten liegen unter 2 %. Die Trägerfrequenz beträgt 3 kHz. Die frequenzmodulierte Schwingung kann über Kabel bis 500 m Länge übertragen werden. Zur Weiterverarbeitung wird das Signal in eine Rechteckschwingung umgeformt und gleichgerichtet. Nach Verstärkung mit RC-Kopplung wird auf hitzeempfindlichem Papier registriert. Die Dynamik des Gerätes beträgt 50 db, die Verstärkung etwa  $10^4$ , die Rückführung im Regelkreis ist direkt. Der Einfluß von RC-Gliedern im Rückführungszweig auf die Übertragungskurve des Gerätes wird diskutiert. Beispiele für Registrierungen werden nicht gezeigt. Meßwerte über die elektrische Stabilität sind nicht angegeben. Das Gerät ist volltransistorisiert und benötigt bei 6 V Speisespannung nur 70 mA Strom zum Betrieb.

Der von DE BREMAEKER u. a. (1962) [19] vorgestellte direkt digitalisierende Seismograph mit Rückführung wurde transistorisiert und vervollkommen (DE BREMAEKER u. a. 1963[20]). Es werden ebenfalls wieder zwei CLAPP-Oszillatoren von 5 MHz und Differentialkondensatoren bei einem Hub von ca. 1200 Hz/mm verwendet. Die Nichtlinearität ist bei 250  $\mu\text{m}$  Ausschlag kleiner als 4 %. Die Eichung geschieht statisch mit einer Mikrometerschraube. In Verbindung mit dem Seismographensatz wird ein Mikrobarograph zur Korrelation von Störeinflüssen mit den Registrierungen betrieben. Die Dynamik der Seismographen ist 80 db, die elektronische Drift ist kleiner als 100  $\mu\text{m}/\text{h}$ . Die Ausgangswerte werden mit einer Rate von 20 Hz digitalisiert und dem RICE-Rechner zugeführt. Die Anwendung von Filtern gestattet es, dem Gerät Charakteristiken zu geben, die von einem kurzperiodischen Gerät bis zu einer Anwendung als Gravimeter gehen.

SHEFFIELD (1964) [59] benutzt einen Schwinger mit zwei gekoppelten Massen für seinen Vertikalseismographen mit  $T_s = 20$  s. Die Rückkopplung erfolgt über ein RC-Glied. Nähere Angaben über die wegproportionale Signalabnahme werden nicht gemacht; es wird anscheinend ein industrielles System benutzt. Die Betonung liegt in dieser Arbeit auf den Eigenschaften des Vertikalseismographen mit den zwei gekoppelten Massen, die es gestatten, durch eine spezielle Konstruktion mit einem vertikal angeordneten Masse-Feder-System eine Eigenperiode von 20 s zu erreichen.

Die ausführlichste Arbeit über eine ausgeführte Konstruktion, den Entwurf, die Theorie und die Ergebnisse eines elektronischen Seismographen für den Einsatz bei stark schwankenden Umweltparametern auf dem Mond stammt von SUTTON u. LATHAM (1964 [66]). Wir werden bei unseren Rechnungen von ihren Erkenntnissen ausgehen und unsere Ergebnisse mit den ihrigen vergleichen. Zur Kurzcharakteristik sei folgendes gesagt.

Der Dreikomponentensatz hat Massen von 1,5 kg, eine Eigenperiode  $T_s = 15$  s, und der Vertikalseismograph hat eine LA-COSTE-Konstruktion des mechanischen Empfängers. Die Dämpfung beträgt 0,7. Das Gebersystem besteht aus einem Trägerfrequenzgenerator und einem Differentialkondensator von  $\pm 1$  mm Hub. Das System hat eine Amplitudenmodulation. Die Elektronik ist mit Hilfe von driftarmen Operationsverstärkern aufgebaut. Bei 650 mW Leistungsaufnahme ist der Ausgangshub maximal 250 mV/ $\mu$ m. Die transistorisierten Geräte von kleinen mechanischen Abmessungen sind fernbedienbar. Die Rückführung hat einen Tiefpaß erster Ordnung und ist in der Theorie ausführlich dargestellt. Die durch Wahl der Signalnachverstärkung möglichen Übertragungskurven sind besprochen und Meßwerte über die Stabilität, das innere Rauschen sowie Registrierbeispiele von Beben und Tiden angegeben. Seit einiger Zeit liegen auch Erfahrungen über den Einsatz auf dem Mond vor (LATHAM u. a. 1969, 1970 [37, 38]; MEISSNER, SUTTON u. DUENNEBIER 1971 [46]).

Für ein Extensometer verwendet TANAKA (1966) [68] einen kapazitiven Geber, der aus einem Plattenkondensator mit veränderlichem Abstand besteht und die Frequenz eines quartzgesteuerten Oszillators von 100 kHz verändert. Der Geber ist nichtlinear. Für hohe Vergrößerungen ist eine Frequenzvervielfachung vorgesehen. Mit einem analog aufgebauten Oszillator mit einer benachbarten Frequenz wird gemischt. Die Differenzfrequenz wird mit einem Frequenzmesser gemessen. Zur Erzielung einer hohen zeitlichen Konstanz wird ein Quarz verwendet, dessen TK bei der Stationstemperatur etwa Null ist. Zur Herabsetzung der Empfindlichkeit werden zu dem Geber Parallelkapazitäten hinzugeschaltet. Bei einem rückgekoppelten System, wie es auch das Gravimeter von BLOCK u. MOORE (1966) [6] darstellt, kann man die Rückführung elektrostatisch machen. Ein Differentialkondensator wird bei diesem Gerät als Geber in Brückenschaltung betrieben und für die elektrostatische Rückführung mit Gleichstrom gespeist. Das Gerät ist mit stabilen Operationsverstärkern aufgebaut, hat ein druckdichtes Gehäuse zur Vermeidung direkter Auftriebseffekte und arbeitet bei einer Arbeitstemperatur, die dem Umkehrpunkt des TK des Gerätes entspricht.

### 5.1.2. Die Gleichungen des Regelkreises

Das wegproportionale elektrische Signal, das wir durch ein beliebiges Wandler-system - im Rahmen der oben angedeuteten Möglichkeiten - erhalten, sei wie gefordert ohne Rückwirkung auf den Seismographen bei der Abtastung weiterverarbeitbar. Wir können in verschiedenen Arten registrieren oder zwischenspeichern. Wollen wir, wie oben ausgeführt, das Langzeitverhalten oder die Übertragungscharakteristik des Seismographen im Nutzwellenbereich oder beides kombiniert kontrollierbar beeinflussen und verändern, so müssen wir einen Teil des elektrischen Ausgangssignals  $C(s)$  auf den Seismographen rückführen (Abb. 27 A).

Die Rückführung geschieht im allgemeinen gegenphasig, d. h., der rückgeführte Anteil von  $C(s)$  wirkt dem Seismographenausschlag entgegen, er hemmt das Gehänge bei der Auslenkung aus der Nulllage. Ist die Rückführung direkt, also ohne ein Glied mit Filterwirkung im Rückführungszweig, so ist damit stets eine gegenphasige Zusatzkraft vorhanden, die die Eigenperiode des mechanischen Empfängers erniedrigt. Soll diese Verminderung der Eigenperiode, die nach 3.1.3. eine Erhöhung der „Störfreiheit“ bewirkt, erst den langperiodischen Teil der Übertragungscharakteristik beeinflussen, in dem mit Sicherheit keine Signale liegen, so ist ein Glied mit einer diesem Zweck angepaßten Übertragungscharakteristik  $H(s)$  in die Rückführungsstrecke zu schalten. Mit den in der Regeltechnik üblichen Bezeichnungen (THALER u. BROWN 1960[76]; GÖLDNER 1970[25]) gelten dann nach Abb. 27 A die Beziehungen (SUTTON u. LATHAM 1964[66]):

$$(268) \quad E(s) = R(s) - B(s), \quad C(s) = G(s) E(s), \quad B(s) = H(s) C(s).$$

Darin bedeuten  $s$  die LAPLACE-Variable,  $R(s)$ ,  $C(s)$ ,  $E(s)$  und  $B(s)$  das Eingangs-, Ausgangs-, Differenz- bzw. Rückführungssignal,  $G(s)$  und  $H(s)$  die direkte Signalübertragungs- bzw. die Rückführungs-Übertragungsfunktion. Die Ersatz-Übertragungsfunktion des geschlossenen Regelkreises

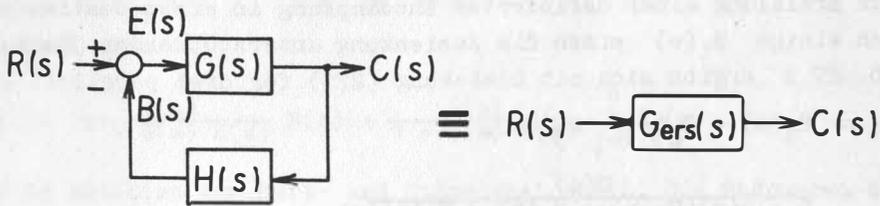
$$(269) \quad G_{\text{ers}}(s) = \frac{C(s)}{R(s)}$$

hat die Form

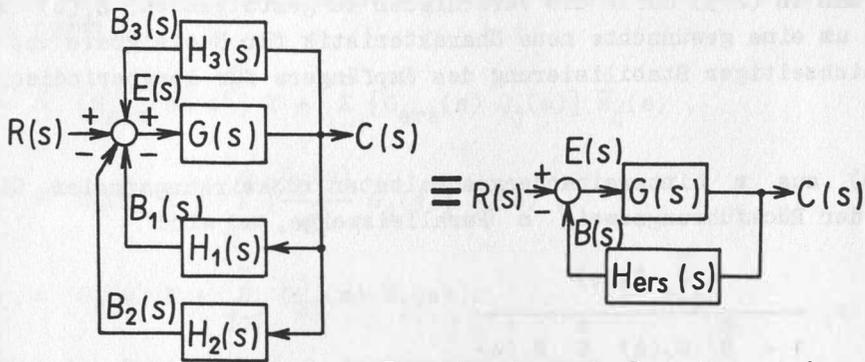
$$(270) \quad G_{\text{ers}}(s) = \frac{G(s)}{1 + G(s) H(s)}.$$

Sie unterscheidet sich von der ursprünglichen Übertragungsfunktion  $G(s)$  durch den Zusatzterm  $G(s) H(s)$  im Nenner, der zu einer Modifizierung der Übertragungscharakteristik in Abhängigkeit von der Charakteristik des im Rückführungszweig verwendeten Filters  $H(s)$  führt. Läßt dieses Filter die längerperiodischen Störsignale wie Driften und Alterungen o. ä. durch und sperrt für die kürzerperiodischen Nutzsignale, so bekommt der mechanische Empfänger bei langen Signalperioden wegen der der Auslenkung aus der Nulllage entgegenwirkenden elektrischen Kraft aus dem Rückführungszweig eine kürzere Eigenperiode. Für kurzperiodische Signale kann dabei die Charakteristik  $G(s)$  in Näherung erhalten bleiben.

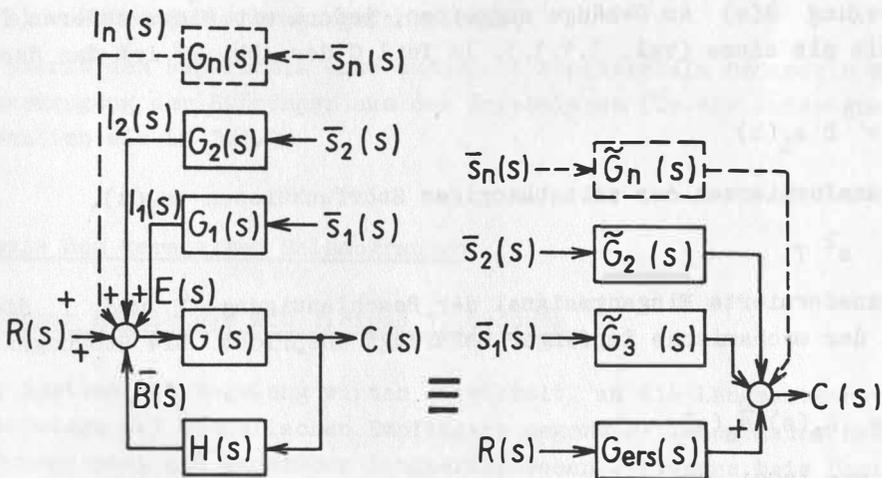
Besteht der Regelkreis aus  $n$  Parallelzweigen mit verschiedenen Filtercharakteristiken  $H_1, H_2, \dots, H_n$ , die sich untereinander nicht rückwirkend beeinflussen, so gilt auf Grund der Superposition für den Rückführungszweig



A einfacher Regelkreis



B Regelkreis mit Parallelzweigen



C einfacher Regelkreis mit zusätzlichen Störsignalen

Abb. 27

$$(271) \quad H_{\text{ers}}(s) = \sum_{i=1}^n H_i(s) .$$

Dabei können zur Erzielung einer definierten Entdämpfung in einem bestimmten Periodenbereich auch einige  $H_i(s)$  einen die Auslenkung unterstützenden Charakter besitzen. Für Abb. 27 B ergibt sich mit Gleichung (271) für drei parallele Zweige

$$(272) \quad H_{\text{ers}}(s) = H_1(s) + H_2(s) - H_3(s) ,$$

$$(273) \quad G_{\text{ers}}(s) = \frac{G(s)}{1 + G(s)[H_1(s) + H_2(s) - H_3(s)]} .$$

Man sieht, daß man in (273) durch die verschieden zu gestaltenden  $H_i(s)$  mehr Freiheitsgrade hat, um eine gewünschte neue Charakteristik für Nutzsignale aus  $G(s)$  zu formen, bei gleichzeitiger Stabilisierung des Empfängers für langperiodische Driften.

Besteht  $G(s)$  aus  $m$  hintereinandergeschalteten rückwirkungsfreien Gliedern  $G_j(s)$  und hat der Rückführungsweig  $n$  Parallelzweige, so wird

$$(274) \quad G_{\text{ers}}(s) = \frac{\prod_{j=1}^m G_j(s)}{1 + \prod_{j=1}^m G_j(s) \sum_{i=1}^n H_i(s)} .$$

Mit einbeziehen in die Betrachtungen muß man die Störungen  $s_i(t)$ , die ebenfalls wie die Relativbewegung  $R(s)$  am Gehänge angreifen, jedoch mit einer anderen funktionalen Abhängigkeit als diese (vgl. 3.1.3.). Im Teil C der Abb. 27 ist das dargestellt. Darin sind

$$(275) \quad \bar{s}_i(s) = \mathcal{L} s_i(t)$$

die LAPLACE-Transformierten der zeitabhängigen Störfunktionen  $s_i(t)$ ,

$$(276) \quad R(s) = s^2 Y$$

das LAPLACE-transformierte Eingangssignal der Beschleunigung  $\ddot{Y}$  und  $Y$  die Komponente, auf die der mechanische Empfänger bevorzugt anspricht. Die Störungen  $\bar{s}_n(s)$  greifen mit

$$(277) \quad I_n(s) = G_n(s) \bar{s}_n(s)$$

am Gehänge an. Mit (276) und

$$(278) \quad G(s) = (s^2 + 2 \alpha_s \omega_s s + \omega_s^2)^{-1}$$

ist nach Gleichung (166)

$$(279) \quad G_i(s) = \frac{\partial \mathcal{M}(0, 0) / \partial s_i}{\partial \mathcal{M}(0, 0) / \partial \varphi} = G_i = \text{const} .$$

Das Ausgangssignal  $C(s)$  ist hierbei die Relativverschiebung  $X(s)$  zwischen Gestell und Gehänge in der Entfernung der reduzierten Pendellänge  $l$  von der Drehachse aus und keine Winkelgröße wie in Abschnitt 2.1.

Die Gleichungen des Regelkreises mit äußeren Störsignalen lauten nach (268)

$$(280) \begin{cases} E(s) = R(s) + \sum_{j=1}^n I_j(s) - B(s) , \\ C(s) = G(s) E(s) , \quad B(s) = H(s) C(s) . \end{cases}$$

Daraus errechnet sich

$$(281) \quad C(s) = \frac{G(s)}{1 + G(s)H(s)} R(s) + \frac{G(s)}{1 + G(s)H(s)} \sum_{j=1}^n I_j(s) .$$

Es findet eine Addition von Nutz- und Störsignal statt. Die Störungen beeinflussen nicht die durch den Regelkreis erzeugte neue Übertragungscharakteristik. Sie werden aber ebenfalls mit dieser übertragen, dividiert durch  $s^2$  und multipliziert mit den Faktoren aus (279)

$$(282) \begin{cases} X(s) = [G_{ers}(s) s^2] Y + \sum_{j=1}^n [G_{ers}(s) G_j(s)] \bar{s}_j(s) , \\ X(s) = G_F(s) Y + \sum_{j=1}^n \left[ \frac{G_F(s)}{s^2} G_j(s) \right] \bar{s}_j(s) , \\ X(s) = G_F(s) Y + \sum_{j=1}^n G_{ST}^j(s) \bar{s}_j(s) . \end{cases}$$

Man nennt nach dem Sprachgebrauch der Regeltechniker

$G_F(s)$  : Führungsübertragungsfunktionen,

$G_{ST}^j(s)$  : Störungsübertragungsfunktionen.

Wir wollen zuerst den Regelkreis ohne äußere Störungssignale behandeln und anschließend die Übertragung der Störungen aus den Ergebnissen für die Nutzsinalübertragung ableiten, ähnlich wie in 3.1.3.

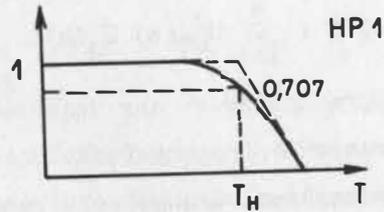
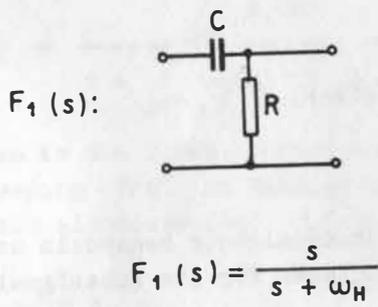
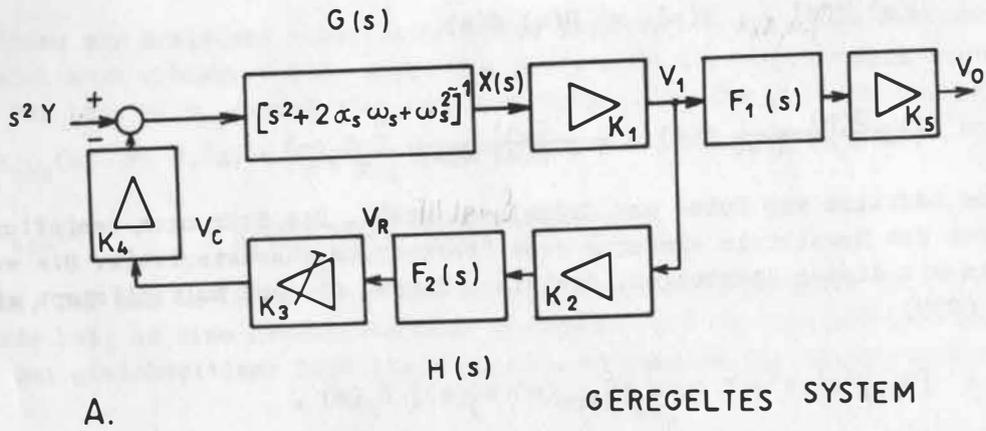
## 5.2. Theorie des geregelten Seismographen

### 5.2.1. Einfacher Regelkreis mit Tiefpaß 1. Ordnung

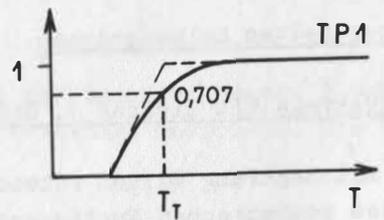
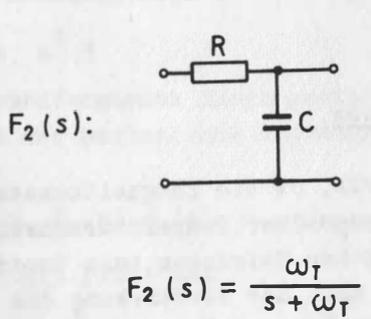
Bekannte Systeme mit Regelung wurden entwickelt, um die Langzeitkonstanz der Gleichgewichtslage des mechanischen Empfängers gegenüber Temperaturschwankungen beim Vertikalseismographen und gegenüber langperiodischen Neigungen beim Horizontalseismographen zu verbessern. Dazu ist im Regelkreis nach der Verstärkung des aufgenommenen Signals eine Auftrennung in den zu registrierenden Signalanteil und den zur Regelung rückzuführenden längerperiodischen Störanteil notwendig. Das Signal im Bereich von  $T = 0,1 \text{ s} \dots 100 \text{ s}$  soll registriert werden. Die Nullpunktschwankungen mit  $T \gg 100 \text{ s}$  sollen nicht in die Registrierung eingehen. Verwendet wird deshalb zur Ankopplung an die weiteren Verstärkerstufen des Signalweges (Abb. 28 A) ein Kondensator-Widerstandsglied. Es bildet einen Hochpaß 1. Ordnung der Struktur

$$(283) \quad F_1(s) = \frac{s}{s + \omega_H} \quad (\text{HP1}) .$$

Wir verwenden im folgenden die übliche Symbolik aus der Regelungstechnik (SUTTON u. LATHAM 1964[66]). - Im Rückführungsweig sollen nur die langen Störperioden wirken. Deshalb glättet ein Tiefpaß erster Ordnung  $F_2(s)$  den Signalanteil bis etwa 300 s



$$\omega_H = \frac{2\pi}{T_H} = \frac{1}{CR}$$



$$\omega_T = \frac{2\pi}{T_T} = \frac{1}{RC}$$

B.

VERWENDETE FILTER

Abb. 28

oder mehr und läßt nur den Anteil mit längeren Perioden zur Regelung an die Rückführungsspule des mechanischen Empfängers gelangen:

$$(284) \quad F_2(s) = \frac{\omega_T}{s + \omega_T} \quad (\text{TP1}) .$$

$\omega_H$  und  $\omega_T$  sind die Kreisfrequenzen, bei denen die Charakteristik von  $F_1(s)$  bzw.  $F_2(s)$  auf das 0,707fache des normierten Wertes der Kurven im Maximum abgefallen ist (Abb. 28 B). Man bezeichnet

$$(285) \quad T_H = \frac{2\pi}{\omega_H}, \quad T_T = \frac{2\pi}{\omega_T}$$

auch als E c k p e r i o d e n der Filter und den Wert

$$(286) \quad \tau_H = CR = \frac{T_H}{2\pi} = \frac{1}{\omega_H}$$

als Z e i t k o n s t a n t e des verwendeten RC-Gliedes.

Diese Art der Regelkreisgestaltung wird von mehreren Autoren in verschiedenen Varianten verwendet. Beschleunigungen  $s^2 Y$  (Abb. 28) werden mit der Übertragungskurve  $G(s)$  des Seismographen in Auslenkungen des Gehänges  $X(s)$  umgewandelt. Nach Verstärkung des vom Wandler erfaßten Seismographenausschlages  $X(s)$  wird dessen elektrische Spannung  $V_1$  in den Signalanteil und den längerperiodischen Störanteil zerlegt. Abtrennung mit dem Hochpaß  $F_1(s)$  und Verstärkung mit dem Faktor  $K_5$  ergeben das Signal  $V_0$ , das registriert wird. Anpassung mit  $K_2$ , Filterung mit dem Tiefpaß  $F_2(s)$  und Abgleich mit  $K_3$  formen das Rückführungssignal  $V_R$ , das mit dem Faktor  $K_4$  des Magnetsystems in eine Kraft umgewandelt wird, die der Auslenkung  $X$  entgegenwirkt.

TUCKER (1958) [77] koppelt bei seinem geregelten Horizontalseismographen sogar so stark gegen, daß sich die Eigenperiode des mechanischen Empfängers von 1,6 s auf 1 s erniedrigt. Die ursprüngliche Übertragungscharakteristik ist hier durch die Rückführung im Nutzwellenbereich stark verändert. Dabei erhöht sich die Stabilität des Gerätes gegen Umwelteinflüsse entsprechend 3.1.3.

Es soll hier schon kurz bemerkt werden, daß einer negativen Rückführung Grenzen gesetzt sind. Die durch die Rückführung erzeugte Hilfskraft darf gegenüber der ursprünglichen nicht überwiegen, sonst gerät der Regelkreis in Schwingungen. In 5.2.3. gehen wir näher darauf ein.

DE BREMAEKER u. a. (1962) [19] benutzen im Rückführungszweig ebenfalls einen Tiefpaß 1. Ordnung, dessen Eckperiode so groß ist, daß die Übertragungscharakteristik für Nutzwellen nicht verändert und nur die Langzeitstabilität gegen Störungen verbessert wird. Von VETCHINKIN (1962) [85], RYKOV u. SIDOROV (1963) [58], MILLER (1963) [48], DE BREMAEKER u. a. (1963) [20], SHEFFIELD (1964) [59] und SUTTON u. LATHAM (1964) [66] werden ähnlich gestaltete Regelkreise in den beschriebenen Geräten verwendet. Sie unterscheiden sich nur in der Wahl der Parameter für die Filter und den Seismographen.

Die allgemeinen Zusammenhänge für solche geregelten Seismographensysteme sind bei SUTTON u. LATHAM (1964) [66] ausführlich diskutiert. Wir wollen sie hier anführen,

da sie die Grundlage für unsere Rechnungen in 5.2.2. und für Vergleiche mit anderen Lösungen bilden.

Nach Gleichung (273) ist für den in Abb. 28 vorgestellten Regelkreis mit  $k = K_1 K_2 K_3 K_4$

$$(287) \quad \frac{V_1}{Y}(s) = K_1 s^2 \frac{s + \omega_T}{(s^2 + 2 \alpha_S \omega_S s + \omega_S^2)(s + \omega_T) + k \omega_T},$$

$$(288) \quad \frac{V_0}{Y}(s) = \frac{V_1}{Y}(s) \frac{K_2 s}{s + \omega_T},$$

$$(289) \quad \frac{V_R}{Y}(s) = \frac{V_1}{Y}(s) \frac{K_2 \omega_T}{s + \omega_T}.$$

Für (287) ergibt sich mit  $s = i \omega$  der Ausdruck

$$(290) \quad \frac{V_1}{Y}(i \omega) = -K_1 \omega^2 \times \frac{\omega_T + i \omega}{\underbrace{\omega_T(\omega_S^2 + k)}_c - \underbrace{\omega^2(\omega_T + 2 \alpha_S \omega_S)}_a + i \omega \underbrace{[\omega_S(2 \alpha_S \omega_T + \omega_S) - \omega^2]}_\phi},$$

$$(291) \quad \alpha = c - a \omega^2, \quad \phi = \omega_S(2 \alpha_S \omega_T + \omega_S) - \omega^2,$$

$$(292) \quad \frac{V_1}{Y}(i \omega) = -K_1 \omega^2 \frac{\omega_T + i \omega}{\alpha + i \omega \phi}.$$

Die Amplitudencharakteristik hat die Gestalt

$$(293) \quad \left| \frac{V_1}{Y}(i \omega) \right| = K_1 \omega^2 \left( \frac{\omega^2 + \omega_T^2}{\alpha^2 + \phi^2 \omega^2} \right)^{1/2};$$

die Phasencharakteristik lautet

$$(294) \quad \phi_1(i \omega) = \arctan \frac{\omega(\alpha - \omega_T \phi)}{\omega_T \alpha + \omega^2 \phi};$$

analog für (288) und (289).

Wir wollen im weiteren die Amplitudencharakteristik (293) näher betrachten und dazu einige Näherungen benutzen. Es sei

$$(295) \quad k \gg \omega_S^2, \quad \omega_T \ll \omega_S, \quad \omega \gg \omega_T.$$

Das bedeutet: Das Langzeitverhalten soll durch  $k$  bestimmt werden; die Regelung soll nur für lange Störwellen erfolgen; die Amplitudencharakteristik wollen wir nur für Nutzsingale betrachten. Das ergibt die weiteren Näherungen

$$(296) \quad \begin{cases} (\omega_T^2 + \omega^2)^{1/2} \approx \omega, & \alpha^2 \approx (k \omega_T - 2 \alpha_S \omega_S \omega^2)^2, \\ \phi^2 \omega^2 \approx (\omega_S^2 - \omega^2)^2 \omega^2. \end{cases}$$

Die genäherte Amplitudencharakteristik ist

$$(297) \quad \left| \frac{X}{Y}(i \omega) \right| \approx \left[ \frac{k^2 \omega_T^2}{\omega^6} - \frac{4 \alpha_S k \omega_T \omega_S}{\omega^4} + \frac{4 \alpha_S^2 \omega_S^2}{\omega^2} + \frac{\omega_S^4}{\omega^4} - \frac{2 \omega_S^2}{\omega^2} + 1 \right]^{-1/2},$$

und mit den Abkürzungen

$$(298) \quad A_1 = \frac{k \omega_T}{\omega_S^3}, \quad h = \frac{\omega_S}{\omega}$$

wird hieraus

$$(299) \quad \left| \frac{X}{Y}(i \omega) \right| \approx \left[ (h^2 - 1)^2 + h^2 (2 \alpha_S - A_1 h^2)^2 \right]^{-1/2}.$$

Im Vergleich dazu lautet die Amplitudencharakteristik des mechanischen Pendels ohne Rückführung

$$(300) \quad \left| \frac{X}{Y}(i \omega) \right|_{\text{mech.}} = \left[ (h^2 - 1)^2 + h^2 (2 \alpha_S)^2 \right]^{-1/2}, \quad k = 0.$$

Das erlaubt den ersten Schluß über die neue genäherte Amplitudencharakteristik:

(299) verhält sich in Näherung für Nutzwellen so wie die Amplitudencharakteristik eines mechanischen Pendels mit einer frequenzabhängigen, um  $A_1 h^2$  verminderten Dämpfung  $\alpha_S$ .

$$(301) \quad 2 \alpha'_S(\omega) = 2 \alpha_S - A_1 h^2 = 2 \alpha_S - k \frac{\omega_T}{\omega_S \omega^2}.$$

Die Entdämpfung kann zur Folge haben, daß das System instabil wird, ins Schwingen gerät.

Bei  $\omega = \omega_S$  wird für  $h = 1$

$$(302) \quad A_1 \rightarrow 2 \alpha_S, \quad \left| \frac{X}{Y}(\omega_S) \right| \rightarrow \infty.$$

Also muß

$$(303) \quad k \omega_T < 2 \alpha_S \omega_S^3$$

sein, damit der Regelkreis stabil bleibt. Bemerkenswert an (299) und (303) ist die Tatsache, daß  $k$  und  $\omega_T$ , die bisher unbestimmten freien Parameter des elektrischen Teiles des Regelkreises, nur als Produkt  $k \omega_T$  auftreten und damit in Näherung bei fest vorgeschriebener Kurvenform einige Variationsmöglichkeiten bei der Gestaltung des Regelkreises lassen.

Bei der Auswahl einer Übertragungskurve für einen langperiodischen Seismographen ist eine von kleinen  $T$  bis zu  $T_S$  möglichst flache Kurve ohne Maximum und Wendepunkt erwünscht. Danach sind  $\alpha_S$  und  $k \omega_T$  zu wählen. Dazu untersuchen wir Gleichung (299). Sie läßt sich umformen in

$$(304) \quad \begin{cases} \left| \frac{X}{Y}(i \omega) \right| = \Delta_1^{-1/2}, & \Delta_1 = d x^3 + e x^2 + f x + g, \\ x = h^2 = \left( \frac{\omega_S}{\omega} \right)^2, & A_1 = \frac{k \omega_T}{\omega_S^3}, \end{cases}$$

$$d = A_1^2, \quad e = 1 - 4 \alpha_s A_1, \quad f = 4 \alpha_s^2 - 2, \quad g = 1;$$

$$(305) \quad R_1(x) = \left| \frac{x}{Y}(i \omega) \right| = \Delta_1^{-1/2}.$$

Wir suchen die möglichen Extremwerte von  $R(\omega)$  auf:

$$(306) \quad \begin{cases} \text{Maximum} & \sim R_1'(x_{\max}) = 0, & R_1''(x_{\max}) < 0, \\ \text{Wendepunkt} & \sim R_1''(x_w) = 0, & R_1'''(x_w) = 0. \end{cases}$$

Aus der Bedingung  $R_1' = 0$  folgen die Extremwerte

$$(307) \quad x_{1,2} = \frac{e \pm \sqrt{e^2 - 3 d f}}{3 d}$$

und aus  $x > 0$

$$(308) \quad x_{\max} = \frac{-e \pm (e^2 - 3 d f)^{1/2}}{3 d} > 0.$$

Der Zähler von (308) ergibt die Bedingung

$$(309) \quad f < 0 \sim \alpha_s^2 < \frac{1}{2}.$$

Aus  $R_1''(x_{\max}) < 0$  folgt

$$(310) \quad e < 0 \sim \alpha_s A_1 > \frac{1}{4}.$$

Eine Kurve ohne Maximum und Wendepunkt im Positiven erhält man für

$$(311) \quad \alpha_s > \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad \alpha_s A_1 < \frac{1}{4}.$$

Optimale "Flachheit" erreicht man für

$$(312) \quad \alpha_s = 2^{-1/2}, \quad A_1 = 2^{-3/2}.$$

Dann sind

$$(313) \quad x_{\max} = 0, \quad x_w = 0,$$

und  $x_w$  hat bei Null eine horizontale Wendetangente. Die mit diesen Werten entstehende Kurve hat die Form

$$(314) \quad R_1(\omega) = \left( \frac{x^3}{8} + 8 \right)^{-1/2} = \left[ \frac{\left( \frac{\omega_s}{\omega} \right)^6 + 8}{8} \right]^{-1/2}.$$

Wir wollen diese Kurve in unser schematisches BODE-Diagramm für einen mechanischen Empfänger einzeichnen (Abb. 29). Dazu werden

$$(315) \quad \begin{cases} \alpha_s = 0,707, & \omega_s = 0,42 \text{ s}^{-1}, & T_s = 15 \text{ s}, & \omega_T = 0,01 \text{ s}^{-1}, \\ T_T = 628 \text{ s}, & k = 2,62, & A_1 = 2^{-3/2} \end{cases}$$

gewählt. Die Stabilität ist gesichert mit

$$(316) \quad k = 2,62 < k^{\text{stabil}} = \frac{2 \alpha_s \omega_s^3}{\omega_T} \approx 10.$$

Die Stabilitätsgrenze wird nicht erreicht.

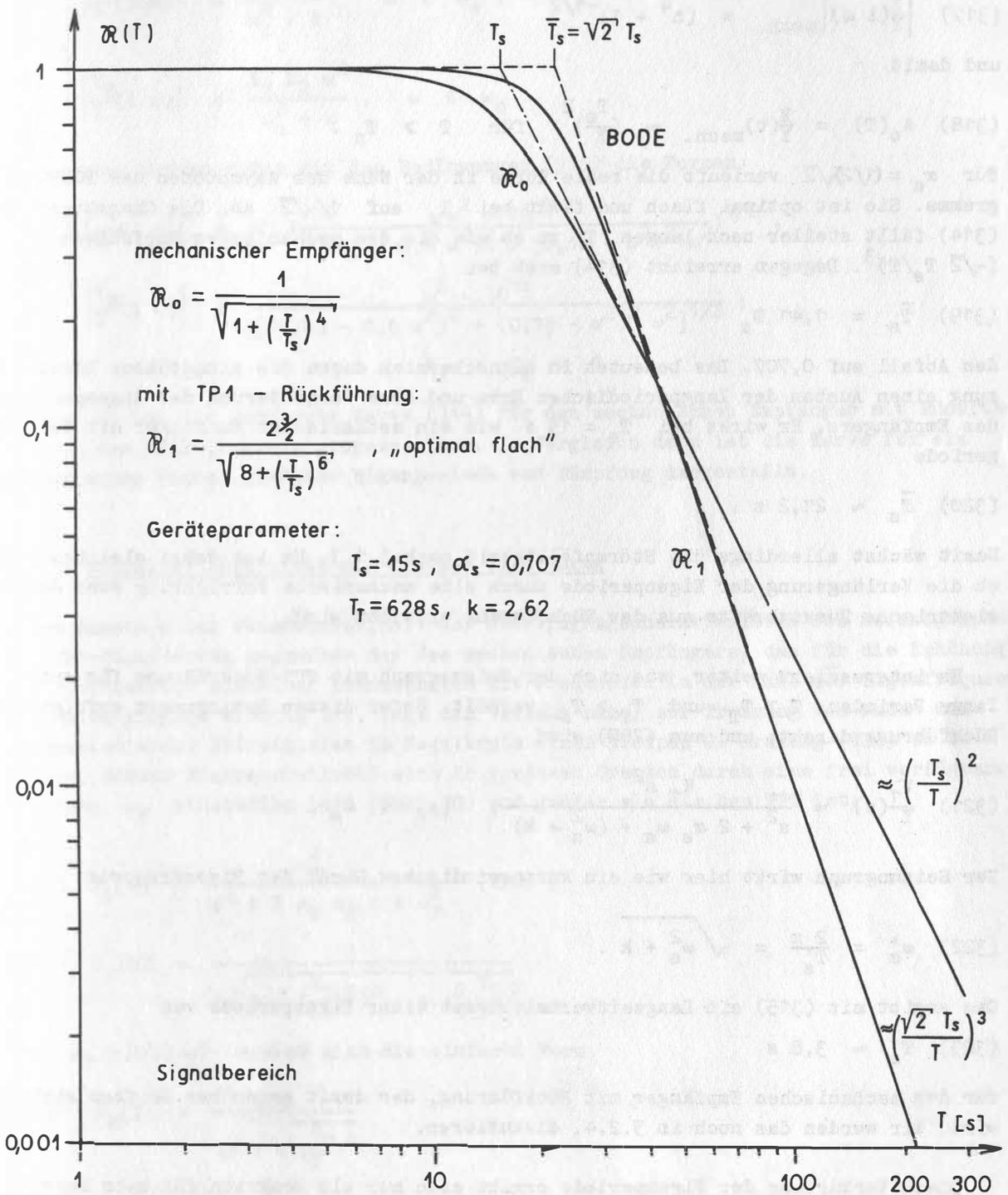


Abb. 29

Der mechanische Empfänger fällt für große  $T$  mit  $(T_s/T)^2$  ab. Es ist (300) mit  $\alpha_s = (1/2)\sqrt{2}$  nämlich

$$(317) \quad \left| \frac{X}{Y}(i\omega) \right|_{\text{mech.}} = (h^4 + 1)^{-1/2}$$

und damit

$$(318) \quad \Re_o(T) = \frac{X}{Y}(t)_{\text{mech.}} \approx \left( \frac{T_s}{T} \right)^2 \quad \text{für } T \gg T_s .$$

Für  $\alpha_s = (1/2)\sqrt{2}$  verläuft die reale Kurve in der Nähe der Asymptoten des BODE-Diagramms. Sie ist optimal flach und fällt bei  $T_s$  auf  $1/\sqrt{2}$  ab. Die Charakteristik (314) fällt steiler nach langen  $T$  zu ab als die des mechanischen Empfängers mit  $(\sqrt{2} T_s/T)^3$ . Dagegen erreicht (314) erst bei

$$(319) \quad \bar{T}_s = 1,41 T_s$$

den Abfall auf 0,707. Das bedeutet im Signalbereich durch die eingeführte Rückführung einen Ausbau der langperiodischen Ecke und eine Vergrößerung der Eigenperiode des Empfängers. Er wirkt bei  $T_s = 15$  s wie ein mechanischer Empfänger mit der Eigenperiode

$$(320) \quad \bar{T}_s \approx 21,2 \text{ s} .$$

Damit wächst allerdings die Störanfälligkeit nach 3.1.3. Es ist dabei gleichgültig, ob die Verlängerung der Eigenperiode durch eine mechanische Vorrichtung oder durch elektrische Zusatzkräfte aus der Rückführung erreicht wird.

Es interessiert weiter, wie sich der Seismograph mit TP1-Rückführung für sehr lange Perioden  $T \gg T_T$  und  $T_T \gg T_s$  verhält. Unter diesen Bedingungen erfolgt die Rückführung direkt, und aus (287) wird

$$(321) \quad \frac{V_1}{Y}(s) \approx \frac{K_1 s^2}{s^2 + 2\alpha_s \omega_s + (\omega_s^2 + k)} , \quad |s| \ll \omega_s .$$

Der Seismograph wirkt hier wie ein kurzperiodisches Gerät der Eigenfrequenz

$$(322) \quad \omega'_s = \frac{2\pi}{T'_s} = \sqrt{\omega_s^2 + k} .$$

Das ergibt mit (315) ein Langzeitverhalten mit einer Eigenperiode von

$$(323) \quad T'_s \approx 3,8 \text{ s}$$

für den mechanischen Empfänger mit Rückführung, der damit gegenüber Driften stabiler wird. Wir werden das noch in 5.2.4. diskutieren.

Diese Verkürzung der Eigenperiode ergibt sich nur als Reaktion für sehr langperiodische Signale. Ließe man den Tiefpaß in der Rückführung weg, so hätte man allgemein eine direkte Rückführung und unter den Bedingungen (315) auch für Nutzwellen eine neue Kurve mit der kürzeren Eigenperiode  $T'_s$ . Das kann unter Umständen erwünscht sein und wird bei der Eichung des Seismographen mit Rückführung angewendet.

Die genäherten Amplitudencharakteristiken für lange Perioden sind

$$(324) \left\{ \begin{array}{l} \left| \frac{V_1}{Y}(i\omega) \right| \approx \frac{K_1 \omega^2}{\omega_s^2 + k}, \quad \omega \ll \omega_s, \\ \left| \frac{V_R}{Y}(i\omega) \right| \approx \frac{K_1 K_2 \omega^2}{\omega_s^2 + k}, \quad \omega \ll \omega_s. \end{array} \right.$$

Die exakten Kurven haben mit den Bedingungen (315) die Formen

$$(325) \left\{ \begin{array}{l} \left| \frac{V_1}{Y}(i\omega) \right| = \omega^2 \left( \frac{\omega^2 + 10^{-4}}{(0,03 - 0,6 \omega^2)^2 + (0,18 - \omega^2)^2 \omega^2} \right)^{1/2}, \\ \left| \frac{V_R}{Y}(i\omega) \right| = \frac{\omega^2 \cdot 10^{-2}}{[(0,03 - 0,6 \omega^2)^2 + (0,18 - \omega^2)^2 \omega^2]^{1/2}}; \\ K_1 = K_2 = 1. \end{array} \right.$$

In Abb. 29 ist die genäherte Kurve (314) für den mechanischen Empfänger mit Rückführung in das BODE-Diagramm eingezeichnet. Im Vergleich dazu ist die Kurve für ein mechanisches Pendel gleicher Eigenperiode und Dämpfung dargestellt.

### 5.2.2. Einfacher Regelkreis mit Tiefpaß 2. Ordnung

Das Zunehmen der Flankensteilheit der Übertragungscharakteristik des Seismographen mit TP1-Rückführung gegenüber der des mechanischen Empfängers, das für die Erhöhung der Störfreiheit gegenüber Störsignalen mit Frequenzen in der Nähe der Eigenfrequenz des Seismographen wichtig ist, legt den Versuch nahe, zur Trennung von Nutz- und langperiodischen Störsignalen im Regelkreis einen Tiefpaß 2. Ordnung (TP2) zu benutzen, dessen Flankensteilheit sich in gewissen Grenzen durch eine frei verfügbare Dämpfung  $\alpha_T$  einstellen läßt (Abb. 30) und größer als die des TP1 ist.

$$(326) F_2(s) = \frac{\omega_T^2}{s^2 + 2 \alpha_T \omega_T s + \omega_T^2} \quad (\text{TP2}),$$

$$(327) F_2(T) = \frac{1}{\sqrt{[1 - (\frac{T}{T_T})^2]^2 + 4 \alpha_T^2 (\frac{T}{T_T})^2}}.$$

Für  $\alpha_T = (1/2)\sqrt{2}$  ergibt sich die einfache Form

$$(328) F_2(T) = \frac{1}{\sqrt{1 + (\frac{T}{T_T})^4}}$$

und für sehr kleine T

$$(329) F_2(T) \approx \left(\frac{T}{T_T}\right)^2, \quad T \ll T_T.$$

Bei Verwendung eines solchen TP2 lautet die komplexe Nutzsinalcharakteristik des geregelten Systems

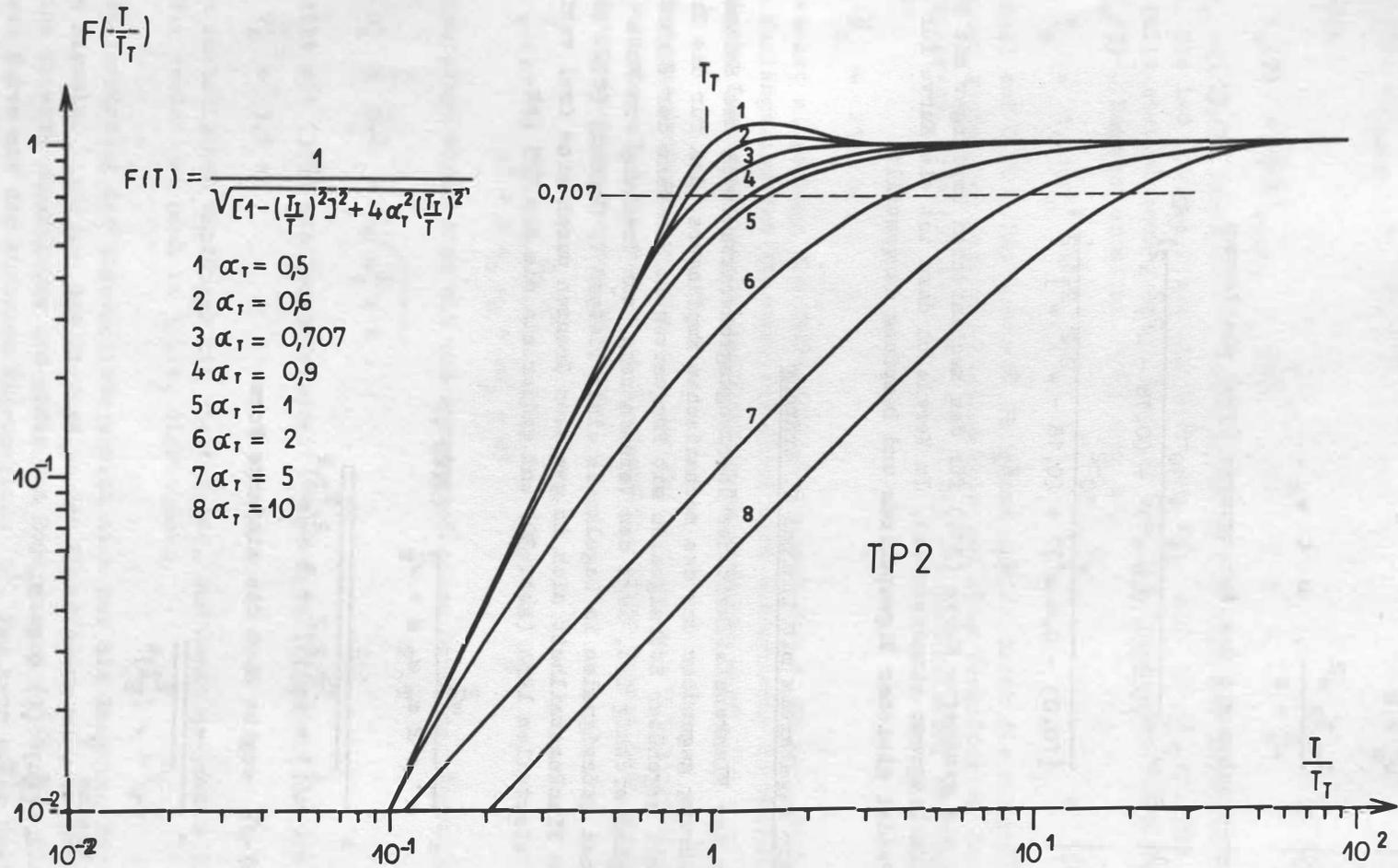


Abb. 30

$$(330) \quad \frac{X}{Y}(s) = \frac{K_1 s^2}{s^2 + 2 \alpha_s \omega_s s + \omega_s^2 + k \frac{\omega_T^2}{s^2 + 2 \alpha_T \omega_T s + \omega_T^2}},$$

$$k = K_1 K_2 K_3 K_4.$$

Der Realteil hat die Form

$$(331) \quad \Re_2(\omega) = \left| \frac{X}{Y}(i\omega) \right| = \omega^2 \left( \frac{(\omega^2 - \omega_T^2)^2 + 4 \alpha_T^2 \omega^2 \omega_T^2}{[\omega^2(a_4 \omega^2 - a_2) + a_0]^2 + \omega^2[a_3 \omega^2 - a_1]^2} \right)^{1/2}$$

mit

$$a_4 = 1, \quad a_3 = 2 \alpha_s \omega_s + 2 \alpha_T \omega_T,$$

$$a_2 = \omega_s^2 + \omega_T^2 + 4 \alpha_s \alpha_T \omega_s \omega_T,$$

$$a_1 = 2 \alpha_T \omega_T \omega_s^2 + 2 \alpha_s \omega_s \omega_T^2 = 2 \omega_s \omega_T (\alpha_T \omega_s + \alpha_s \omega_T),$$

$$a_0 = (\omega_s^2 + k) \omega_T^2.$$

Mit

$$(332) \quad \alpha_s > 0, \quad \alpha_T > 0, \quad k < k^{\text{stabil}}(\omega_s, \omega_T, \alpha_s, \alpha_T)$$

ist der Regelkreis stabil.  $k$  sei so gewählt, daß wir bei unseren folgenden Betrachtungen mit einem stabilen System rechnen können. Wie  $k$  zu wählen ist, werden wir in 5.2.3. abschätzen.

Wie bei der TP1-Rückführung ergibt sich auch hier für sehr lange Perioden ein asymptotisches Verhalten von (330) wie

$$(333) \quad \frac{X}{Y}(s) \approx \frac{K_1 s^2}{s^2 + 2 \alpha_s \omega_s s + (\omega_s^2 + k)}, \quad |s| \ll \omega_s,$$

mit der erhöhten Kreisfrequenz

$$(334) \quad \omega'_s = \frac{2\pi}{T'_s} = \sqrt{\omega_s^2 + k}.$$

Zur Verbesserung der Langzeitstabilität fordert man wieder

$$(335) \quad k \gg \omega_s^2.$$

Damit ist bei langen Perioden nur  $k$  maßgebend für das Verhalten des Seismographen z. B. Driften gegenüber.

Wir wollen die Amplitudencharakteristik (331) im Nutzwellenbereich  $\omega \gg \omega_T$  nähern, um zu einem vereinfachten Ausdruck zu kommen und Bedingungen für eine „optimal flache“ Kurve für die Systemparameter ableiten zu können. Die ersten Bedingungen für die Näherungen sind

$$(336) \quad \omega_T \ll \omega_s, \quad \omega \gg \omega_T, \quad k \gg \omega_s^2 \quad [I].$$

Die Näherung des Zählers  $Z$  von (331) ergibt mit

$$Z = (\omega^2 - \omega_{\text{T}}^2)^2 + 4 \alpha_{\text{T}}^2 \omega^2 \omega_{\text{T}}^2$$

als 1. Schritt

$$(\omega^2 - \omega_{\text{T}}^2)^2 \approx \omega^4,$$

als 2. Schritt

$$\omega^4 + 4 \alpha_{\text{T}}^2 \omega^2 \omega_{\text{T}}^2 \approx \omega^2(\omega^2 + 4 \alpha_{\text{T}}^2 \omega_{\text{T}}^2) \approx \omega^4$$

und daraus

$$(337) \quad Z \approx \omega^4$$

unter der Nebenbedingung

$$(338) \quad 4 \alpha_{\text{T}}^2 \omega_{\text{T}}^2 \ll \omega^2 \quad [\text{II}].$$

Für den Nenner haben wir mit

$$N = [\omega^2(a_4 \omega^2 - a_2) + a_0]^2 + \omega^2[a_3 \omega^2 - a_1]^2$$

die einzelnen Schritte:

$$1. \quad a_4 \omega^2 - a_2 = \omega^2 - (\omega_{\text{S}}^2 + \omega_{\text{T}}^2 + 4 \alpha_{\text{S}} \alpha_{\text{T}} \omega_{\text{S}} \omega_{\text{T}}) \approx \omega^2 - \omega_{\text{S}}^2,$$

falls

$$(339) \quad 4 \alpha_{\text{S}} \alpha_{\text{T}} \omega_{\text{T}} \ll \omega_{\text{S}} \quad [\text{III}],$$

$$2. \quad [\omega^2(a_4 \omega^2 - a_2) + a_0]^2 \approx [\omega^2(\omega^2 - \omega_{\text{S}}^2) + k \omega_{\text{T}}^2]^2,$$

$$3. \quad a_3 \omega^2 - a_1 = \omega^2(2 \alpha_{\text{S}} \omega_{\text{S}} + 2 \alpha_{\text{T}} \omega_{\text{T}}) - (2 \alpha_{\text{T}} \omega_{\text{T}} \omega_{\text{S}}^2 + 2 \alpha_{\text{S}} \omega_{\text{S}} \omega_{\text{T}}^2) \approx \\ \approx \omega^2(2 \alpha_{\text{S}} \omega_{\text{S}}) - 2 \alpha_{\text{T}} \omega_{\text{T}} \omega_{\text{S}}^2 \approx 2 \alpha_{\text{S}} \omega_{\text{S}} \omega^2$$

mit den Nebenbedingungen

$$(340) \quad \alpha_{\text{S}} \approx \alpha_{\text{T}}, \quad \alpha_{\text{T}} \omega_{\text{T}} \ll \alpha_{\text{S}} \omega_{\text{S}} \quad [\text{IV}],$$

$$4. \quad \omega^2(a_3 \omega^2 - a_1)^2 \approx \omega^2(2 \alpha_{\text{S}} \omega_{\text{S}} \omega^2)^2.$$

Das ergibt für den Nutzwellenbereich

$$(341) \quad \mathcal{R}_2(\omega) = \frac{\omega^4}{\{[\omega^2(\omega^2 - \omega_{\text{S}}^2) + k \omega_{\text{T}}^2]^2 + 4 \omega^6 \alpha_{\text{S}}^2 \omega_{\text{S}}^2\}^{1/2}},$$

aufgelöst

$$\mathcal{R}_2(\omega) = \Delta_2^{-1/2},$$

$$(342) \quad \Delta_2 = \frac{k^2 \omega_{\text{T}}^4}{\omega^8} - \frac{2 k \omega_{\text{S}}^2 \omega_{\text{T}}^2}{\omega^6} + \frac{\omega_{\text{S}}^4 + 2 k \omega_{\text{T}}^2}{\omega^4} + \frac{2 \omega_{\text{S}}^2(2 \alpha_{\text{S}}^2 - 1)}{\omega^2} + 1$$

und mit

$$h = \frac{\omega_s}{\omega}, \quad A_2 = \frac{k \omega_T^2}{\omega_s^4}$$

$$(343) \quad \Delta_2 = A_2^2 h^8 - 2 A_2 h^6 + h^4(1 + 2 A_2) + 2(2 \alpha_s^2 - 1) h^2 + 1.$$

Bestimmend für die Kurvenform von  $\mathfrak{R}_2(\omega)$  ist das Produkt  $k \omega_T^2 / \omega_s^4 = A_2$  im Vergleich zu  $k \omega_T / \omega_s^3 = A_1$  bei der TP1-Rückführung. Das läßt auf eine andere Kurvenform schließen, zumal  $\Delta_2$  komplizierter als  $\Delta_1$  gebaut ist.

Die Darstellung

$$(344) \quad \Delta_2 = [(h^2 - 1)^2 + h^2(2 \alpha_s)^2] + 2 A_2 h^4 - A_2 h^6 + A_2^2 h^8$$

zeigt in der ersten Klammer als Vergleich den Ausdruck für den mechanischen Empfänger ohne Rückwirkung. Da die Zusätze in (344) mit höheren Potenzen von  $h$  auftreten, ist eine wesentliche Abweichung von der Charakteristik des mechanischen Empfängers erst für  $\omega > \omega_s$  zu erwarten. Diese Differenz hängt jedoch noch wesentlich von der Wahl der Parameter des Systems ab, die wir für eine „flache“ Kurve treffen wollen.

Mit  $x = h^2$  ist

$$(345) \quad \Delta_2(x) = c x^4 + d x^3 + e x^2 + f x + g,$$

wo

$$c = A_2^2, \quad d = -2 A_2, \quad e = 1 + 2 A_2, \quad f = 2(2 \alpha_s^2 - 1), \\ g = 1.$$

Für „optimale Flachheit“ wollen wir kein Extremum im Positiven zulassen. Es ist nur ein Wendepunkt bei

$$(346) \quad x_w = 0, \quad \Delta_2'(x_w) = 0$$

erlaubt. Wir suchen die Extremwerte auf:

$$\mathfrak{R}_2' = 0 \rightarrow \Delta_2' = 0,$$

$$\mathfrak{R}_2'' = 0 \rightarrow \Delta_2'' = 0, \quad \Delta_2' = 0,$$

$$\rightarrow \frac{3}{4} \Delta_2^{-5/2} \Delta_2'^2 - \frac{1}{2} \Delta_2^{3/2} \Delta_2'' = 0,$$

$$\Delta_2' = 4 c x^3 + 3 d x^2 + 2 e x + f,$$

$$\Delta_2'' = 12 c x^2 + 6 d x + 2 e,$$

$$\Delta_2''' = 24 c x + 6 d.$$

Wir wollen  $\Delta_2' = 0$  lösen und transformieren vorübergehend (CARDANische Formel).

$$(347) \quad \Delta_2' = A x^3 + B x^2 + C x + D = 0$$

mit

$$A = 4 c, \quad B = 3 d, \quad C = 2 e, \quad D = f.$$

Die Normalform

$$x^3 + r x^2 + s x + t = 0, \quad r = \frac{B}{A}, \quad s = \frac{C}{A}, \quad t = \frac{D}{A}$$

geht mit

$$(348) \quad x = y - \frac{r}{3} = y - \frac{B}{3A} = y + \frac{1}{6A_2}$$

in die reduzierte Form

$$(349) \quad \begin{cases} y^3 + p y + q = 0, \\ p = s - \frac{r^2}{3} = \frac{C}{A} - \frac{B^2}{3A^2}, \\ q = \frac{2r^3}{27} - \frac{rs}{3} + t = \frac{2B^3}{27A^3} - \frac{BC}{3A^2} + \frac{D}{A} \end{cases}$$

über, die für

$$(350) \quad \left(\frac{q}{2}\right)^2 + \left(\frac{p}{3}\right)^3 \geq 0$$

eine reelle und zwei konjugiert komplexe Lösungen

$$(351) \quad \begin{cases} y_1 = u_1 + u_2, \\ y_{2,3} = -\frac{u_1 + u_2}{2} \pm \frac{u_1 - u_2}{2} i \sqrt{3}, \\ u_{1/2} = \sqrt[3]{\frac{-q}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{q}{2}\right)^2 + \left(\frac{p}{3}\right)^3}} \end{cases}$$

für die Extremwerte von  $\kappa_2$  ergibt. Wir wollen eine flache Kurve haben und müssen dazu

$$(352) \quad y < 0$$

erreichen. Um den Zusatz  $r/3$  für  $x$  in (348) werden wir uns hier nicht kümmern und nur  $y$  in das hier physikalisch nicht existente Negative oder nach Null verschieben. Dazu soll

$$(353) \quad u_{1,2} \leq 0, \quad \sqrt{\left(\frac{q}{2}\right)^2 + \left(\frac{p}{3}\right)^3} \leq \frac{q}{2}$$

sein. Aus (350) und (353) folgt, daß (353) quadriert werden darf:

$$(354) \quad \begin{cases} \left(\frac{q}{2}\right)^2 + \left(\frac{p}{3}\right)^3 \leq \left(\frac{q}{2}\right)^2, & \left(\frac{p}{3}\right) \leq 0, \quad \rightarrow \quad p^3 \leq 0, \\ p \leq 0, & \sim \frac{C}{A} - \frac{B^2}{3A^2} \leq 0, \quad \sim A_2 \leq \frac{1}{4}. \end{cases}$$

Das heißt

$$(355) \quad \frac{\kappa \omega_T^2}{\omega_S^4} \leq \frac{1}{4}$$

und

$$(356) \quad k \leq \frac{\omega_B^4}{4 \omega_T^2} < k^{\text{stabil}} .$$

Wegen (348) sollte man nur  $A_2 < 1/4$  zulassen, um auch  $x \leq 0$  zu erreichen. Im konkreten Fall wird man dazu einige Fälle als Kurven rechnen und zeichnen. Für  $A_2 < 1/4$  liegt auch an den Stellen, wo  $\Delta_2' = 0$  ist, kein Wendepunkt, da in diesem Falle die Lösungen von  $\Delta_2'' = 0$  komplex werden.

Bisher ist jedoch noch nichts über den Einfluß von  $\alpha_B$  ausgesagt. Bekanntlich entsteht beim mechanischen Empfänger für  $\alpha_B < 1/\sqrt{2}$  ein Maximum. Wir wählen  $\alpha_B = 1/\sqrt{2}$ , weil der mechanische Empfänger ohne Rückführung damit schon eine optimal flache Kurve besitzt.

$$(357) \quad \alpha_B = \frac{1}{\sqrt{2}} \sim f \equiv 0 .$$

Das ergibt

$$(358) \quad \Delta_2' = 4 c x^3 + 3 d x^2 + 2 e x .$$

Da

$$(359) \quad x = h^2 = \left(\frac{\omega_B}{\omega}\right)^2 > 0$$

in der Praxis immer zutrifft, wird aus  $\Delta_2' = 0$

$$(360) \quad 4 c x^2 + 3 d x + 2 e = 0 .$$

Damit ist die Gleichung um eine Potenz abgebaut, und die Extremwerte sind

$$(361) \quad x_{1,2} = -\frac{3 d}{8 c} \pm \sqrt{\left(\frac{3 d}{8 c}\right)^2 - \frac{e}{2 c}} .$$

Für

$$(362) \quad \frac{3 d^2}{8 c} - \frac{e}{2 c} = \left(\frac{3 A_2}{4}\right)^2 - \frac{1 + 2 A_2}{2 A_2^2} < 0$$

werden sie komplex und damit die Kurve flach. Das ergibt die Bedingung

$$(363) \quad A_2 > \frac{1}{16} .$$

Für  $A_2 = 1/16$  erhält man eine Doppelwurzel  $x_{1,2} = 12$

$$(364) \quad T_{\text{Max}} = \sqrt{12} T_B ,$$

die ein relatives Maximum bedeutet. Wendepunkte ergeben sich aus  $\Delta_2'' = 0$  und

$$(365) \quad \Delta_2'' = 12 c x^2 + 6 d x + 2 e = 0$$

zu

$$(366) \quad x_{1,2}^W = -\frac{d}{4 c} \pm \sqrt{\left(\frac{d}{4 c}\right)^2 - \frac{e}{6 c}}$$

bzw.

$$(367) \quad x_{1,2}^w = \frac{1}{2A_2} \pm \sqrt{\frac{2 - 8A_2}{24A_2^2}}$$

Für  $A_2 = 1/16$  liegt wegen  $\Delta_2(\sqrt{12} T_g) = 0$  bei

$$(368) \quad x_1^3 = 12, \quad T_{w1} = \sqrt{12} T_g$$

ein Wendepunkt. In diesem Fall ist also

$$(369) \quad T_{\text{Max}} = T_{w1} = \sqrt{12} T_g$$

ein Sattelpunkt. Es ergibt sich nun insgesamt

$$(370) \quad \frac{1}{16} < A_2 < \frac{1}{4}, \quad \alpha_g = \frac{1}{\sqrt{2}} \sim \text{flach, kein Maximum,}$$

$$(371) \quad A_2 = \frac{1}{16}, \quad \alpha_g = \frac{1}{\sqrt{2}} \sim \text{Maximum und Wendepunkt bei}$$

$$T = T_{\text{Max}} = T_{w1} = \sqrt{12} T_g.$$

Mit diesem relativen Maximum in (371) werden wir uns noch beschäftigen.

In Abb. 31 ist (345) für  $A_2 = 1/4$ ,  $\alpha_g = 1/\sqrt{2}$  sowie  $R_1(x)$  dargestellt. Aus (345) wird dabei

$$(372) \quad R_2(x) = \left( \frac{1}{16} x^4 - \frac{1}{2} x^3 + \frac{3}{2} x^2 + 1 \right)^{-1/2}.$$

Diese Kurve ist im oberen Teil runder und verläuft bei  $T = T_g$  unter  $R_0(x)$  und  $R_1(x)$ , fällt dann bei etwa  $T = 2 T_g$  nicht so steil ab wie diese, ist aber im asymptotischen Verhalten ab etwa  $T = 2 T_g$  um ein Mehrfaches steiler als  $R_0(x)$  und  $R_1(x)$  aus der TP1-Rückführung. Als interpolierte neue Eigenperiode aus dem BODE-Diagramm ergibt sich

$$(373) \quad \bar{T} = 2 T_g.$$

Die Kurve  $R_2$  schmiegt sich jedoch im oberen Teil nicht so gut an die Asymptoten an, wie es  $R_1(x)$  tut. Der Abfall und das Verhalten für  $T > 2 T_g$  ist wie

$$(374) \quad R_1(T > 2 T_g) = \left( \frac{2 T_g}{T} \right)^4.$$

Dieser steile Abfall ist nach 3.1.3. besonders geeignet, Störungen mit Perioden  $T > T_g$  zu unterdrücken.

### 5.2.3. Die möglichen Betriebsarten des Regelkreises und die Bedingungen für seine Stabilität

Die Parameter unseres Regelkreises mit TP1- oder TP2-Rückführung müssen so gewählt werden, daß das geregelte System stabil bleibt und nicht in Schwingungen gerät. Das ist für ein lineares System - ein solches streben wir bei der konstruktiven Gestaltung des gesamten Gerätes an und setzen es hier als erfüllt voraus - der Fall, wenn für ein Eingangssignal  $X_e(t) = 0$  das ihm entsprechende Ausgangssignal  $X_a(t)$  für

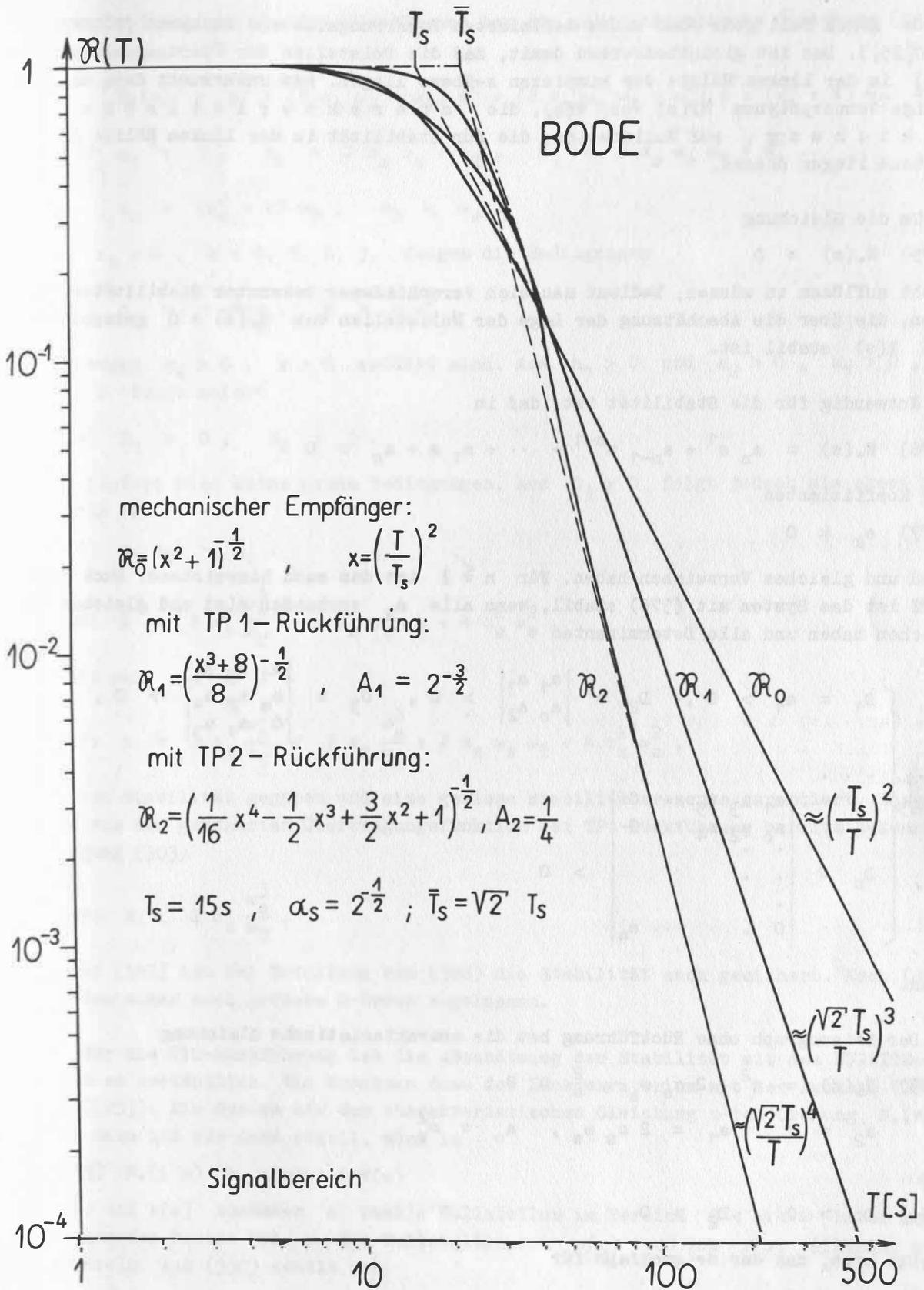


Abb. 31

$t \rightarrow \infty$  gegen Null geht oder einem definierten Beharrungszustand zustrebt (GÖLDNER 1970[25]). Das ist gleichbedeutend damit, daß die Polstellen der Übertragungsfunktion  $R(s)$  in der linken Hälfte der komplexen  $s$ -Ebene liegen. Man untersucht dazu das zugehörige Nennerpolynom  $N_*(s)$  von  $R(s)$ , die charakteristische Gleichung, auf Nullstellen, die für Stabilität in der linken Hälfte der  $s$ -Ebene liegen müssen.

Um die Gleichung

$$(375) \quad N_*(s) = 0$$

nicht auflösen zu müssen, bedient man sich verschiedener bekannter Stabilitätskriterien, die über die Abschätzung der Lage der Nullstellen von  $N_*(s) = 0$  garantieren, daß  $R(s)$  stabil ist.

Notwendig für die Stabilität ist, daß in

$$(376) \quad N_*(s) = a_n s^n + a_{n-1} s^{n-1} + \dots + a_1 s + a_0 = 0$$

die Koeffizienten

$$(377) \quad a_k \neq 0$$

sind und gleiches Vorzeichen haben. Für  $n \leq 2$  ist das auch hinreichend. Nach HURWITZ ist das System mit (376) stabil, wenn alle  $a_k$  vorhanden sind und gleiches Vorzeichen haben und alle Determinanten

$$(378) \quad \left[ \begin{array}{l} D_1 = a_1 > 0, \quad D_2 = \begin{vmatrix} a_1 & a_3 \\ a_0 & a_2 \end{vmatrix} > 0, \quad D_3 = \begin{vmatrix} a_1 & a_3 & a_5 \\ a_0 & a_2 & a_4 \\ 0 & a_1 & a_3 \end{vmatrix} > 0, \\ \dots \\ D_n = \begin{vmatrix} a_1 & a_3 & a_5 & \dots & 0 \\ a_0 & a_2 & a_4 & \dots & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & \cdot & \dots & a_4 & \cdot \end{vmatrix} > 0 \end{array} \right.$$

sind.

Der Seismograph ohne Rückführung hat die charakteristische Gleichung

$$(379) \quad N_*(s) = s^2 + 2 \alpha_s \omega_s s + \omega_s^2 = 0 ;$$

$$a_2 = 1, \quad a_1 = 2 \alpha_s \omega_s, \quad a_0 = \omega_s^2 .$$

Aus

$$(380) \quad D_1 > 0, \quad D_2 > 0$$

ergibt sich, daß der Seismograph für

$$(381) \quad \alpha_s > 0$$

stabil ist.

Der Seismograph mit TP1-Rückführung hat die charakteristische Gleichung (vgl. (287))

$$(382) \begin{cases} N_*(s) = s^3 + (2\alpha_s \omega_s + \omega_T) s^2 + (2\alpha_s \omega_s \omega_T + \omega_s^2) s + (\omega_s^2 + k) \omega_T = 0, \\ a_3 = 1, \quad a_2 = 2\alpha_s \omega_s + \omega_T, \quad a_1 = 2\alpha_s \omega_s \omega_T + \omega_s^2, \\ a_0 = (\omega_s^2 + k) \omega_T, \quad \omega_T < \omega_s. \end{cases}$$

Aus  $a_k > 0$ ,  $k = 0, 1, 2, 3$ , folgen die Bedingungen

$$(383) \quad \alpha_s > -\frac{\omega_T}{2\omega_s}, \quad k > -\omega_s^2,$$

die wegen  $\alpha_s > 0$ ,  $k > 0$  erfüllt sind. Aus  $a_1 > 0$  und  $a_2 > 0$ ,  $a_1 > 0$ ,  $a_0 > 0$  folgt sofort

$$(384) \quad D_1 > 0, \quad D_2 > 0.$$

Das liefert also keine neuen Bedingungen. Aus  $D_3 > 0$  folgt jedoch als obere Schranke für  $\hat{k}$

$$(385) \quad a_1 a_2 > a_0,$$

$$(386) \quad \hat{k} < 2\alpha_s \frac{\omega_s^3}{\omega_T} + 2\alpha_s \omega_s \omega_T + 4\alpha_s^2 \omega_s^2.$$

Wählt man

$$(387) \quad k \leq 2\alpha_s \frac{\omega_s^3}{\omega_T} < 2\alpha_s \frac{\omega_s^3}{\omega_T} + 2\alpha_s \omega_s \omega_T + 4\alpha_s^2 \omega_s^2,$$

so ist Stabilität gegeben und eine gewisse Stabilitätsreserve garantiert. Das ist die aus der genäherten Übertragungsfunktion der TP1-Rückführung bereits bekannte Bedingung (303)

$$(388) \quad k < 2\alpha_s \frac{\omega_s^3}{\omega_T}.$$

Wegen (387) ist bei Erfüllung von (388) die Stabilität auch gesichert. Nach (387) werden sogar noch größere  $k$ -Werte zugelassen.

Für die TP2-Rückführung ist die Abschätzung der Stabilität mit dem HURWITZ-Kriterium zu umständlich. Wir benutzen dazu das Lückenkriterium mit der Aussage (GÖLDNER 1970[25]): Ein System mit der charakteristischen Gleichung  $n$ -ter Ordnung  $N_*(s) = 0$  ist dann und nur dann stabil, wenn in

$$(389) \quad N_*(i\omega) = u(\omega) + i v(\omega)$$

$u(\omega)$  und  $v(\omega)$  zusammen  $n$  reelle Nullstellen im Bereich  $0 < \omega < \infty$  haben und bei wachsenden Werten von  $\omega$  die Nullstellen von  $u(\omega)$  und von  $v(\omega)$  einander abwechseln. Aus (330) erhält man

$$(390) \quad N_*(s) = s^4 + a_3 s^3 + a_2 s^2 + a_1 s + a_0$$

mit

$$a_3 = 2 \alpha_s \omega_s + 2 \alpha_T \omega_T, \quad a_2 = \omega_s^2 + \omega_T^2 + 4 \alpha_s \alpha_T \omega_s \omega_T,$$

$$a_1 = 2 \alpha_T^2 \omega_s \omega_T + 2 \alpha_s \omega_s \omega_T^2, \quad a_0 = (\omega_s^2 + k) \omega_T^2.$$

Für  $s = i \omega$  wird

$$(391) \quad N_*(i \omega) = (\omega^4 - a_2 \omega^2 + a_0) + i(-a_3 \omega^3 + a_1 \omega).$$

$u(\omega) = 0$  ergibt die Bedingung

$$(392) \quad \frac{a_2^2}{4} \geq a_0 \quad (I)$$

und damit, daß die Wurzeln

$$(393) \quad \left\{ \begin{array}{l} \omega_{u1} = \sqrt{\frac{a_2}{2} + \sqrt{\frac{a_2^2}{4} - a_0}}, \\ \omega_{u2} = \sqrt{\frac{a_2}{2} - \sqrt{\frac{a_2^2}{4} - a_0}}, \\ \omega_{u1} > \omega_{u2} \end{array} \right.$$

reell sind.  $v(\omega) = 0$  ist für

$$(394) \quad \omega_{v1} = 0, \quad \omega_{v2} = \sqrt{a_1/a_3}$$

erfüllt. Es muß

$$(395) \quad \omega_{v1} < \omega_{u2} < \omega_{v2} < \omega_{u1}$$

sein, damit das System stabil bleibt.  $\omega_{v1} < \omega_{u2}$  ist erfüllt. Die weiteren Forderungen sind

$$(396) \quad \frac{a_1}{a_3} > \frac{a_2}{2} - \sqrt{\frac{a_2^2}{4} - a_0} \quad (II),$$

$$(397) \quad \frac{a_2}{2} + \sqrt{\frac{a_2^2}{4} - a_0} > \frac{a_1}{a_3} \quad (III).$$

Wenn die Bedingungen (I), (II), (III) erfüllt sind, ist das System stabil. Aus (I) wird

$$(398) \quad k \leq \frac{(\omega_s^2 + \omega_T^2 + 4 \alpha_s \alpha_T \omega_s \omega_T)^2}{4 \omega_T^2} - \omega_s^2 \quad (I')$$

Aus (II) wird nach einigen Umformungen und einer Abschätzung nach unten für eine weitere Einengung von  $k$  zur Erlangung einer ausreichenden Stabilitätsreserve

$$(399) \quad a_0 < \frac{a_1 a_2}{a_3} - \frac{a_1^2}{a_3^2}$$

und

$$(400) \quad k < \frac{\omega_s}{\omega_T} \frac{\alpha_T}{\alpha_s} \omega_s^2 - \omega_s^2$$

unter Verwendung der Beziehung  $\omega_s \gg \omega_T$ . Wegen

$$(401) \quad \alpha_s \leq \alpha_T, \quad \omega_s^2 \leq 1$$

ist

$$(402) \quad \check{k} = \omega_s^2 \left( \frac{\omega_s}{\omega_T} - 1 \right),$$

ein Wert, der unter der zulässigen Höchstgrenze (400) für  $k$  liegt. Wählen wir

$$(403) \quad k \leq \omega_s^2 \left( \frac{\omega_s}{\omega_T} - 1 \right),$$

so liegen die Nullstellen von  $N_*(s)$  alternierend, und es bleibt unser System mit TP2-Rückführung stabil. Aus (III) folgt ebenfalls Bedingung (400).

Aus Gleichung (388) bekommen wir für die TP1-Rückführung für den vielfach verwendeten Fall  $\alpha_s \approx \sqrt{2}$ , den auch wir späterhin realisieren,

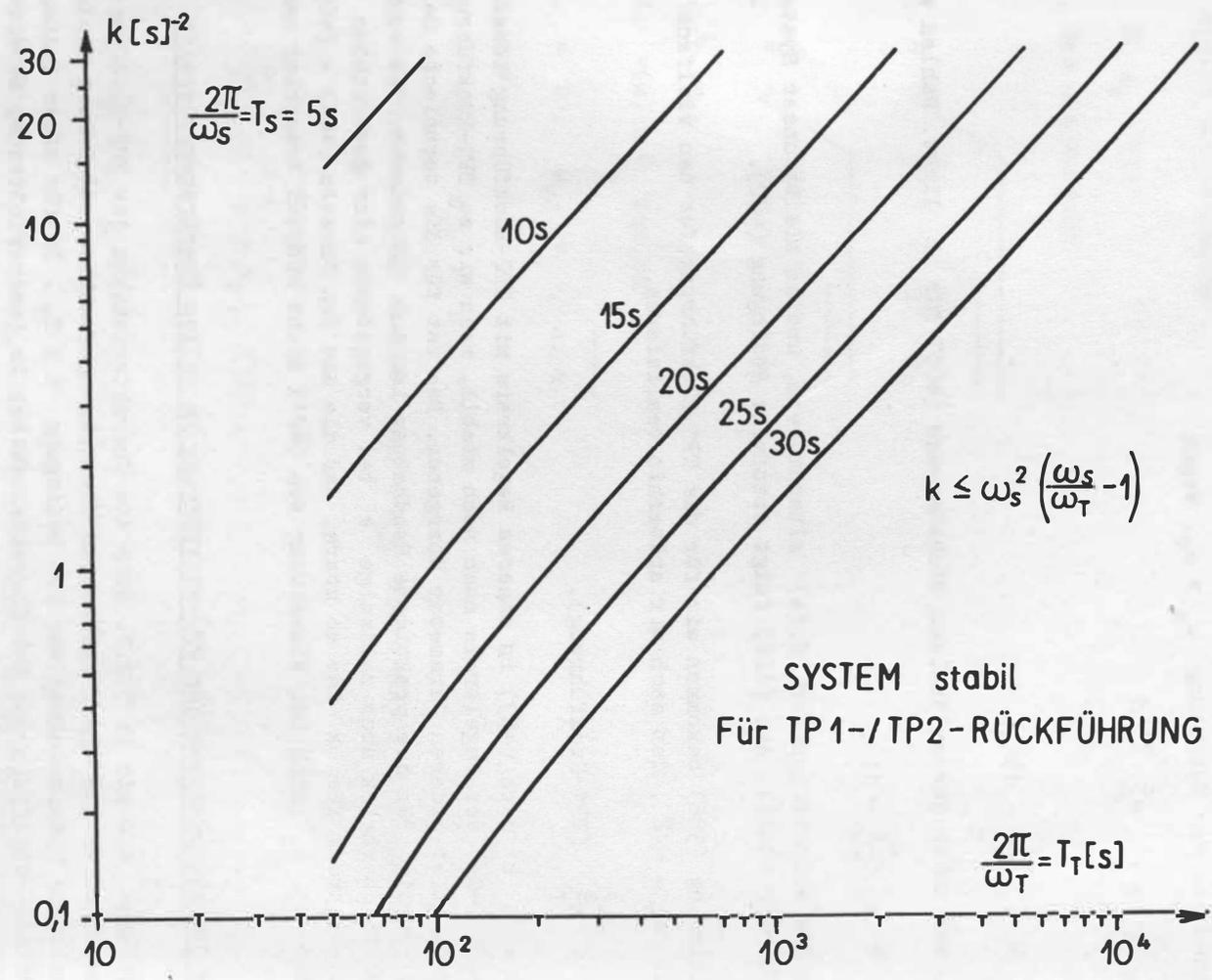
$$(404) \quad k < \frac{\omega_s^3}{\omega_T} \quad (\text{TP1-Rückführung}).$$

Haben wir also  $k$  nach (403) in unserem Regelkreis mit TP2-Rückführung bemessen, so bleibt wegen (404) der Regelkreis auch noch stabil, wenn wir zu TP1-Rückführung bei Beibehaltung aller anderen Parameter übergehen. Das ist für die technische Gestaltung sehr günstig. Für die praktische Handhabung ist Abb. 32 gedacht. Sie vermittelt schnell einen Überblick über zulässige  $k$  bei vorgegebenen oder gewünschten  $T_s$ ,  $T_T$ . Die Abschätzung für  $k$  ist so stark, daß die aus den Formeln (401) - (403) verschwundenen  $\alpha_s$ ,  $\alpha_T$  sich bei Einhaltung von (401) nicht störend bemerkbar machen.

#### 5.2.4. Die Charakteristiken der TP2-Rückführung im vollen Übertragungsbereich

Die Aussagen, die wir in 5.2.2. über die Charakteristiken der TP2-Rückführung machen konnten, waren aus einer genäherten Übertragungsfunktion abgeleitet worden. Eine wesentliche Einschränkung war die Bedingung  $T \ll T_T$ . Da für einen Ausbau der Lösung und eine Modifizierung der Charakteristiken im langperiodischen Bereich der exakte Verlauf der Übertragungskurve bis etwa  $T \approx 1000$  s interessiert, wurden nun für verschiedene Parametervariationen die dazugehörigen Kurven im vollen Übertragungsbereich auf einem Rechner ermittelt. Das Ergebnis soll anhand der folgenden Abbildungen erläutert werden.

In der vollständigen Übertragungsfunktion  $R(T)$  für die TP2-Rückführung sind Terme mit  $\alpha_T$ , der Tiefpaßdämpfung, enthalten. Der Einfluß von  $\alpha_T$  ist im Sattelpunkt bei  $T \approx 3,5 T_s$  zu merken. Gegenüber der genäherten Lösung tritt dort nur ein



Sattelpunkt auf, wenn

$$(405) \alpha_T = 0,9 \quad (T_S = 30 \text{ s})$$

erfüllt ist. Für kleinere  $\alpha_T$  erhält man eine Resonanzspitze bei  $T \approx 3,5 T_S$ . Das ist vielfach unerwünscht, falls nicht ein langperiodischer schmaler Bereich aus der Gesamtcharakteristik herausgeschnitten werden soll. Um in der Nähe von  $T = 3,5 T_S$  eine flache Kurve zu bekommen, muß man je nach Eigenperiode  $T_S$  des mechanischen Empfängers die Filterdämpfung  $\alpha_T$  wählen. Die durch Rechnung ermittelten Werte für  $15 \text{ s} \leq T_S \leq 40 \text{ s}$  sind in Abb. 33 dargestellt. Es wurden als weitere Parameter

$$(406) \alpha_S = 0,707, \quad T_T = 300 \text{ s}, \quad k = 0,275$$

zugrunde gelegt.

Für  $T_S = 30 \text{ s}$  sind in Abb. 34 für verschiedene  $\alpha_T$  die entsprechenden Kurven gezeichnet. Für  $\alpha_T = 0,9$  ist die Kurve zwischen  $T \approx 70 \text{ s}$  und  $T_S \approx 105 \text{ s}$  flach. Für  $\alpha_T = 0,6$  ergibt sich bereits eine beträchtliche Resonanzspitze. Bei wachsenden Werten von  $\alpha_T$  wird die Kurve „gedrückt“, und die Resonanzstelle verschwindet. Für

$$(407) \alpha_T \geq 5$$

ergibt sich das wichtige Resultat, daß sich zwischen  $T_S$  und  $T_T$  die Charakteristik des mechanischen Empfängers mit TP2-Rückführung wie

$$(408) \kappa(T) \approx \left(\frac{T}{T_S}\right)^2$$

verhält. Das ist für die Nachverstärkung und mögliche Entzerrung sehr erwünscht.

Man kann also durch eine Veränderung von  $\alpha_T$  die Steilheit der langperiodischen Flanke einstellen. Das ist eine Eigenschaft der TP2-Rückführung, die gegenüber der TP1-Rückführung eine erhöhte Variabilität bringt. Bei einer TP1-Rückführung ist ein Verlauf nach (408) nur dadurch zu erreichen, daß für  $T_S \geq 30 \text{ s}$

$$(409) T_T \geq 5000 \text{ s}$$

gewählt wird. Dann setzt nämlich die Rückführung erst für sehr große Perioden ein. Die Übertragungscharakteristik bleibt bis etwa  $T \approx 10 T_S$  der des mechanischen Empfängers gleich und hat den Verlauf nach (408). Dieses Verhalten hat natürlich auch die TP2-Rückführung (Abb. 35). Mit wachsendem  $T_T$  wird der Verlauf glatter und erreicht ab  $T_T = 5000 \text{ s}$  bei  $T_S = 30 \text{ s}$  die Werte des mechanischen Empfängers bis  $T \approx 10 T_S$ .

Halten wir  $\alpha_S$  als Parameter fest, so bleibt die Möglichkeit, nach  $\alpha_T$  und  $T_T$  die beiden Veränderlichen  $k$  und  $T_S$  unabhängig voneinander zu variieren, um ihren Einfluß auf die Kurve zu erfassen. Solche Betrachtungen sind nicht nur wegen der möglichen zukünftigen Kurvenform, sondern auch zur Abschätzung des Einflusses der Streuung der Systemparameter in der ausgeführten Konstruktion unter der Einwirkung von Störungen und Alterungen notwendig.

Macht man die Rückführung sehr gering (kleine  $k$ -Werte), so ist die Beeinflussung der Übertragungseigenschaften des mechanischen Empfängers schwach. Mit fallenden  $k$ -Werten wird der Bereich zu langen Perioden hin immer größer, in dem ein Verlauf nach

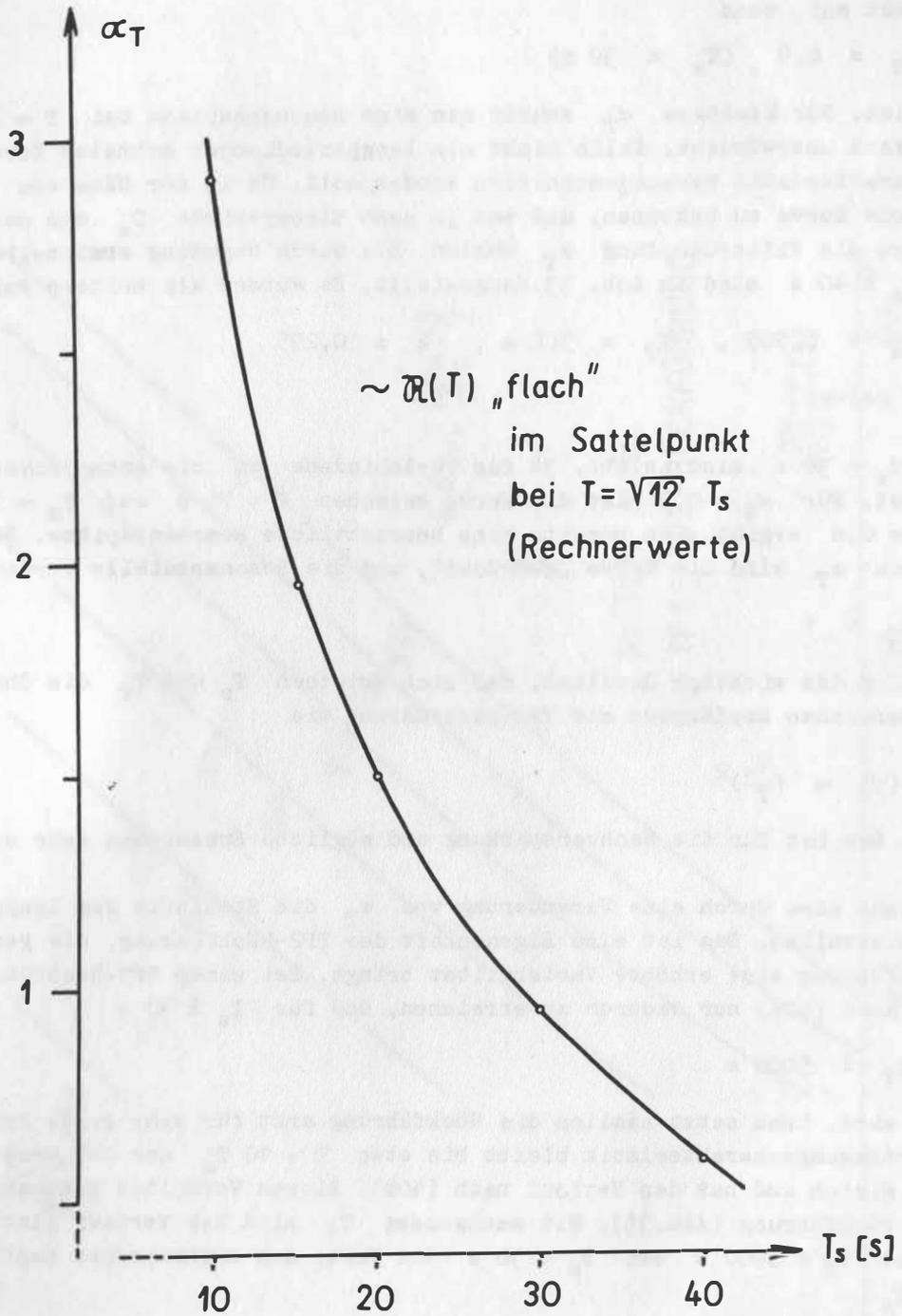


Abb. 33

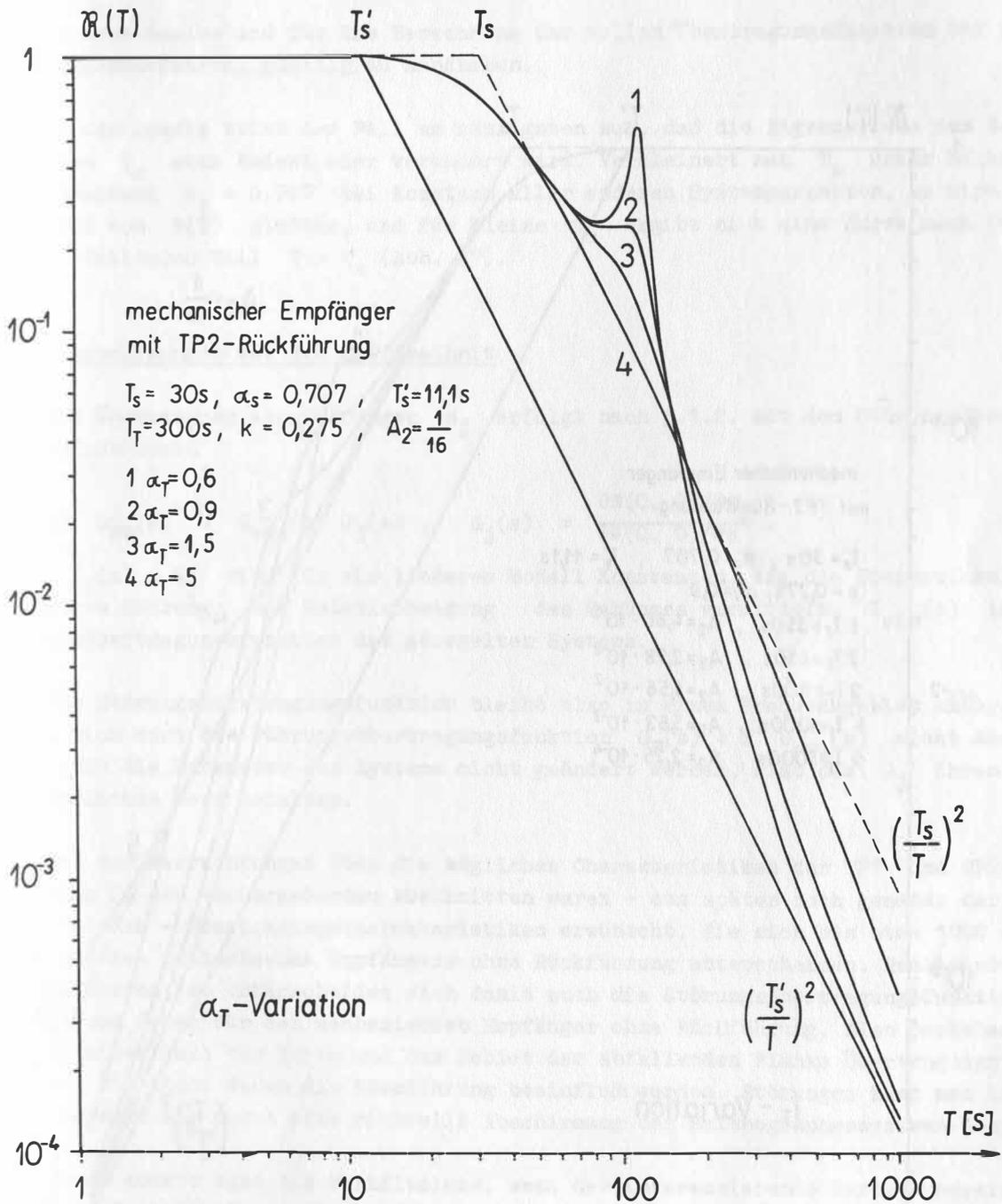


Abb. 34

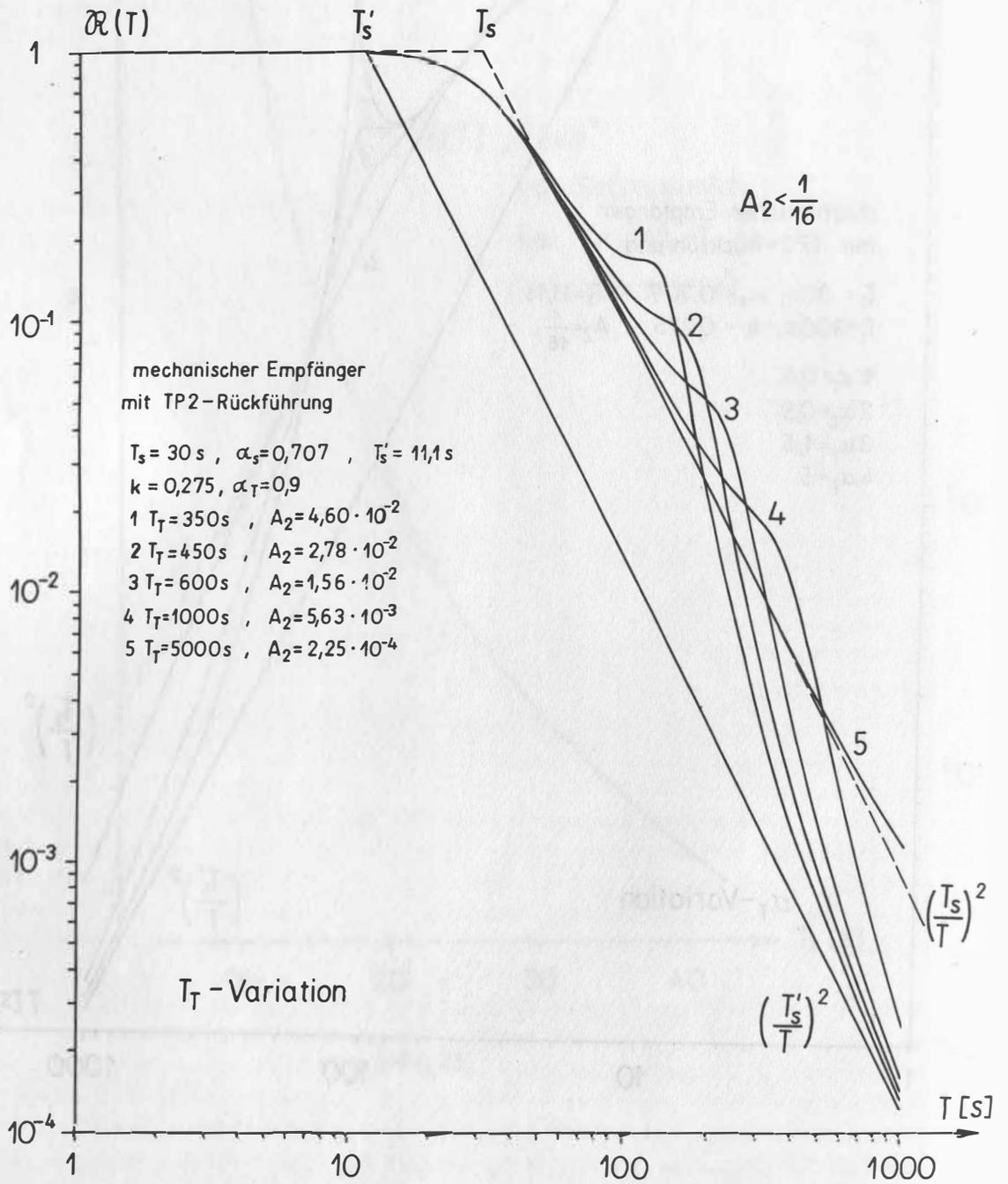


Abb. 35

(408) gilt (Abb. 36). Die in der Darstellung verwendete Größe  $\mu$  hat die Gestalt

$$(410) \quad \mu = 1 + \frac{k T_s^2}{4 \pi^2},$$

ist dimensionslos und für die Berechnung der vollen Übertragungsfunktion bei der TP1- und TP2-Rückführung günstig zu handhaben.

In der Praxis tritt der Fall am häufigsten auf, daß die Eigenperiode des Seismographen  $T_s$  sich ändert oder verändert wird. Verkleinert man  $T_s$  unter Beibehaltung der Dämpfung  $\alpha_s = 0,707$  bei Konstanz aller anderen Systemparameter, so wird der Verlauf von  $R(T)$  glatter, und für kleine  $T_s$  ergibt sich eine Kurve nach (408) für den abfallenden Teil  $T > T_s$  (Abb. 37).

### 5.3. Auswirkungen auf die Störfreiheit

Die Übertragung von Störungen  $s_j$  erfolgt nach 5.1.2. mit den Störungsübertragungsfunktionen

$$(411) \quad G_{ST}^j(s) = G_{ers}(s) G_j(s), \quad G_j(s) = \frac{\partial \mathfrak{M}(0, 0) / \partial s_j}{\partial \mathfrak{M}(0, 0) / \partial \varphi}.$$

Die  $G_j(s) = G_j$  sind für ein lineares Modell Konstanten, die die Proportionalität zwischen Störung und Relativbewegung des Gehänges vermitteln.  $G_{ers}(s)$  ist die Ersatzübertragungsfunktion des geregelten Systems.

Die Störungsübertragungsfunktion bleibt also in einem Frequenzgebiet unverändert, wenn sich dort die Führungsübertragungsfunktion  $G_F(s) = s^2 G_{ers}(s)$  nicht ändert und wenn die Parameter des Systems nicht geändert werden, also die  $G_j$  ihren ursprünglichen Wert behalten.

Bei den Betrachtungen über die möglichen Charakteristiken der TP1- und TP2-Rückführung in den vorhergehenden Abschnitten waren - aus später noch genauer darzulegenden Gründen - Übertragungscharakteristiken erwünscht, die sich bis etwa 1000 s wenig von der des mechanischen Empfängers ohne Rückführung unterscheiden. Realisiert man diese Kurven, so unterscheiden sich damit auch die Störungsübertragungsfunktionen nicht von denen für den mechanischen Empfänger ohne Rückführung. Also bestehen für den flachen Teil der Kurve und das Gebiet der abfallenden Flanke Übertragungsverhältnisse, die nicht durch die Rückführung beeinflusst werden. Störungen kann man in diesem Bereich nur durch eine sinnvolle Abschirmung des Seismographensystems dämpfen.

Etwas anders sind die Verhältnisse, wenn der interessierende Periodenbereich im flachen Teil der Kurve liegt und der Abfall für  $T > T_s$  dazu benutzt wird, um den Nutzwellenbereich vom Gebiet längerer Perioden abzugrenzen. Dann wird man die Rückführung so auslegen, daß die Flankensteilheit möglichst groß wird. In Abb. 38 ist das schematisch in BODE-Diagrammen dargestellt.

Die normierte Störungsübertragungsfunktion  $G_{ST}(T)$  (wir benutzen hier die Tatsache, daß nur die  $G_j$  den Unterschied in den einzelnen Gliedern  $G_{ST}^j(T)$  ausmachen) erhält man aus der normierten Übertragungsfunktion des geregelten Systems  $R(T)$

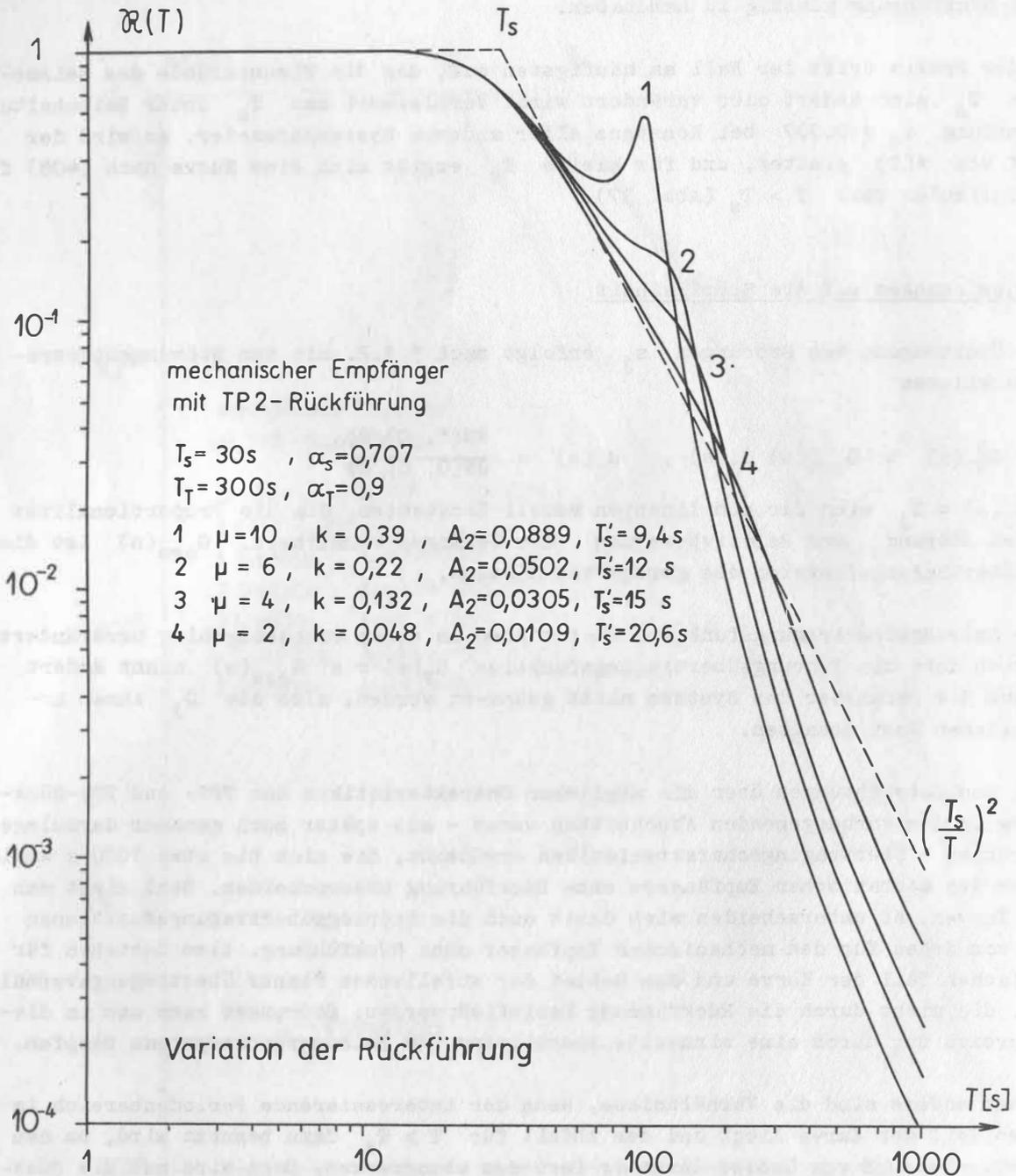


Abb. 36

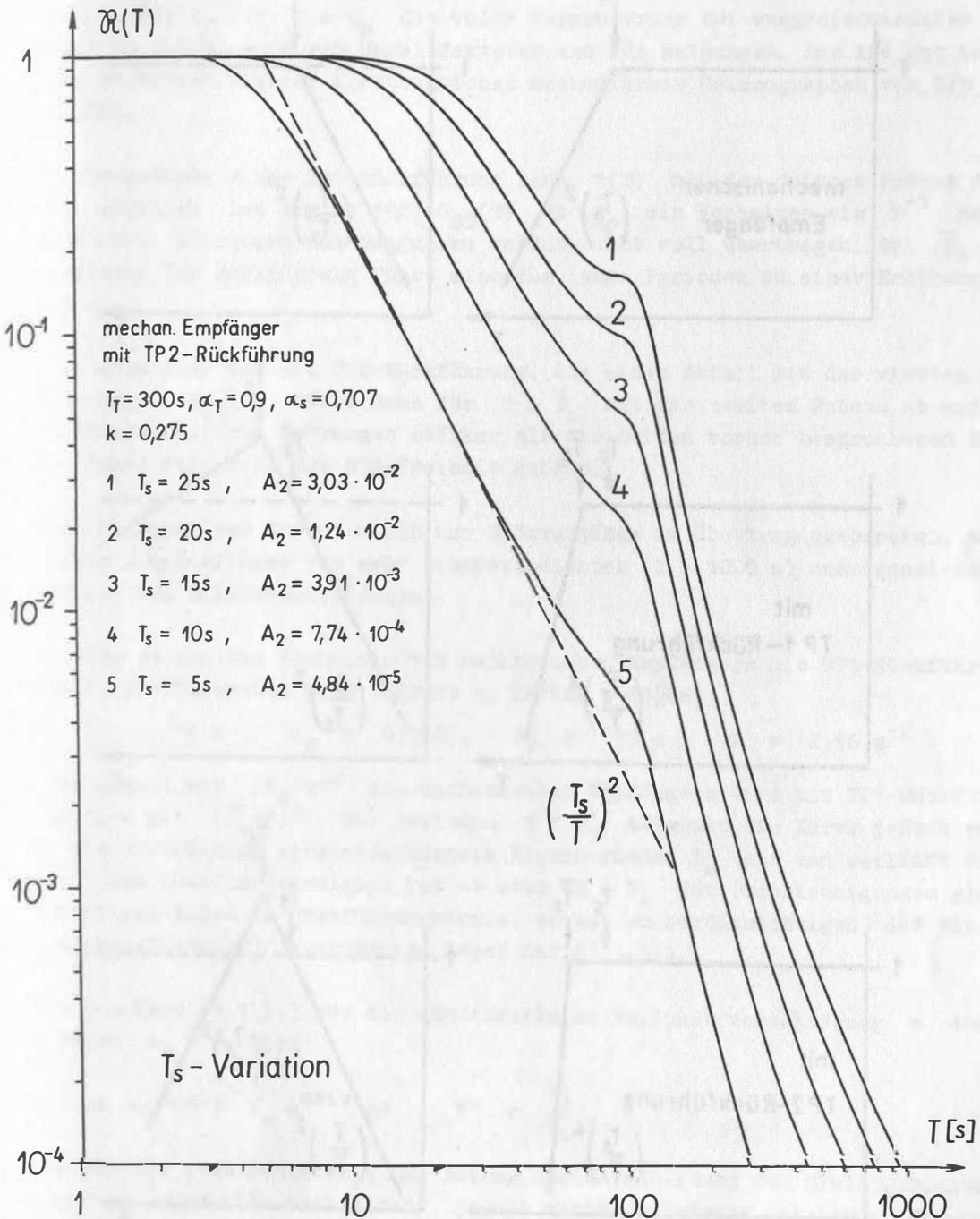


Abb. 37

BODE

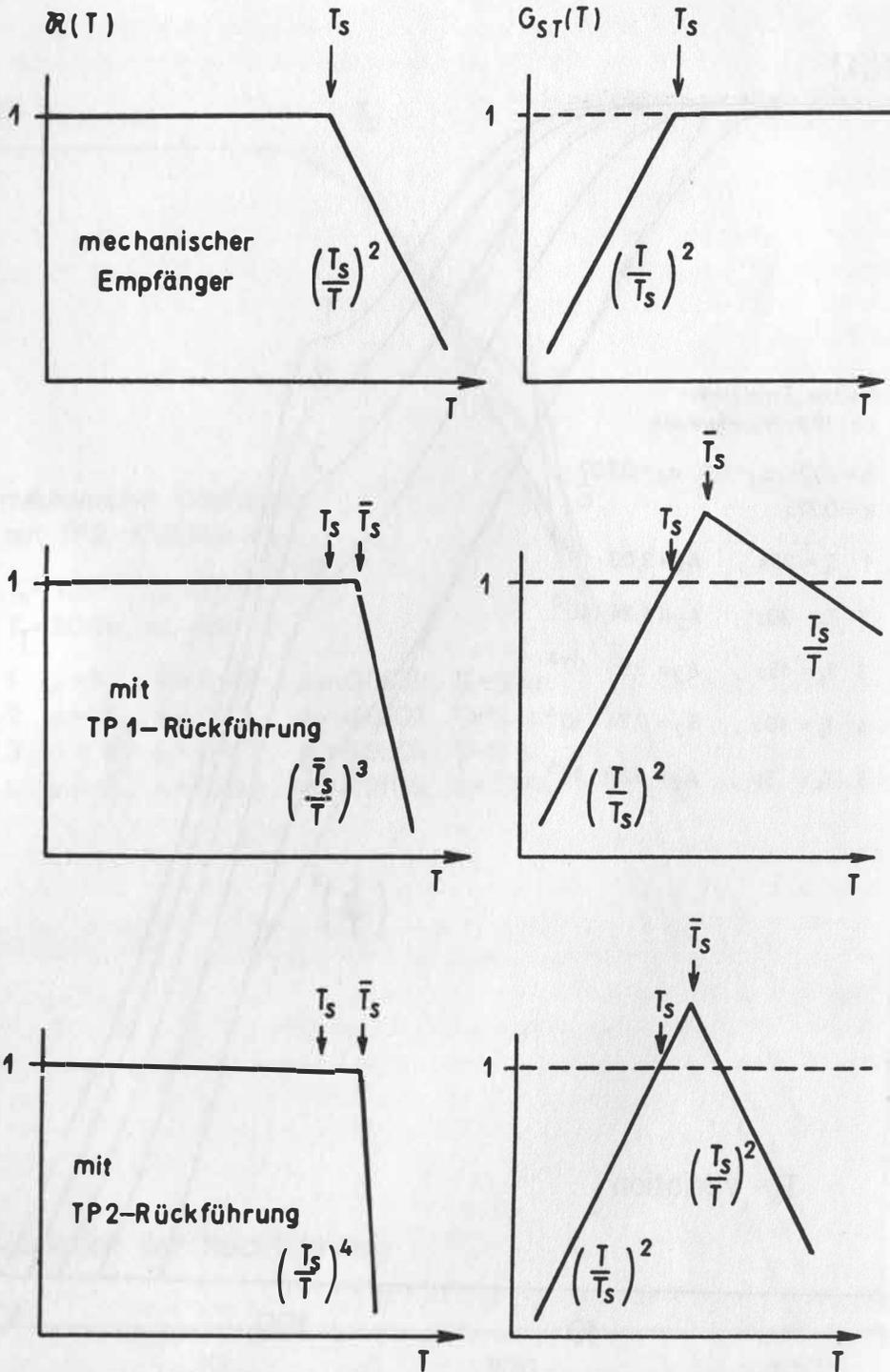


Abb. 38

durch die Beziehung (3.1.3.)

$$(412) \quad G_{ST}(T) = \left(\frac{T}{T_s}\right)^2 R(T) .$$

Damit hat der mechanische Empfänger, der ab  $T_s$  mit der zweiten Potenz nach langen Perioden abfällt, für  $T > T_s$  die volle Vergrößerung bei wegproportionaler Signalabnahme für Störungen durch Umweltfaktoren und für Neigungen. Das ist gut bekannt aus dem Verhalten älterer Konstruktionen mechanischer Seismographen vom Typ WIECHERT und MAINKA.

Bei Verwendung einer TP1-Rückführung kann  $R(T)$  mit der dritten Potenz der Periode ab  $T_s$  abfallen. Das ergibt für  $G_{ST}(T)$  ab  $T_s$  ein Verhalten wie  $T^{-1}$  nach langen Perioden hin. Störungen und Neigungen werden nicht voll übertragen. Bei  $T_s$  gibt es eine Spitze. Die Rückführung führt also für lange Perioden zu einer Erhöhung der Störfreiheit.

Noch günstiger ist die TP2-Rückführung, die einen Abfall mit der vierten Potenz leisten kann.  $G_{ST}(T)$  fällt dann für  $T > T_s$  mit der zweiten Potenz ab und unterdrückt langperiodische Störungen stärker als die beiden vorher besprochenen Betriebsarten. Damit wird auch die Störfreiheit größer.

Nun interessieren jedoch nicht nur Störvorgänge im Übertragungsbereich, sondern vor allem die Einflüsse von sehr langperiodischen ( $T > 1000$  s) oder quasistatischen Alterungs- und Drifterscheinungen.

In Abb. 39 ist das Verhalten des mechanischen Empfängers mit TP1-Rückführung dargestellt. Die Parameter sind (SUTTON u. LATHAM 1964[66])

$$(413) \quad T_s = 15 \text{ s} , \quad \alpha_s = 0,707 , \quad T_T = 628 \text{ s} , \quad k = 2,56 \text{ s}^{-2} .$$

Aus dem Abfall mit  $(T_s/T)^2$  des mechanischen Empfängers wird mit TP1-Rückführung ein solcher mit  $(T_s/T)^3$ . Für Perioden  $T \gg T_T$  schwenkt die Kurve jedoch auf die durch die Rückführung erreichte kürzere Eigenperiode  $T'_s$  ein und verläuft wie  $(T'_s/T)^2$ . Das Rückführungssignal ist ab etwa  $T > T_s$  für Beschleunigungen glatt. Registriert man Tiden im Rückführungskreis, so ist zu berücksichtigen, daß als scheinbare Eigenperiode  $T'_s$  zugrunde zu legen ist (3.1.4.).

Aus dem Wert (3.1.2.) für die quasistatische Nullpunktverschiebung  $z$  durch den Störfaktor  $s_j = \vartheta$  wird

$$(414) \quad \Delta z \approx (N')^2 l_z \alpha^{\text{seis}} \Delta \vartheta , \quad N' = \frac{T'_s}{T_0} ,$$

analog für die restlichen  $s_i$ . Der Betrag der Verschiebung der Gleichgewichtslage mit den  $s_i$  wird also verkleinert, jedoch nicht unabhängig von ihnen. Man erreicht hier also keine Nullregelung, sondern nur eine Verbesserung des ursprünglichen Zustandes. Diese Verbesserung ist

$$(415) \quad F_R = \left(\frac{N}{N'}\right)^2 = \left(\frac{T_s}{T'_s}\right)^2 ,$$

man könnte sie als **Regelfaktor** bezeichnen. Die Gleichgewichtslage nach Abklingen der Regelung für den neuen stationären Zustand der Störfaktoren  $s_i$  hat den Wert nach (414).

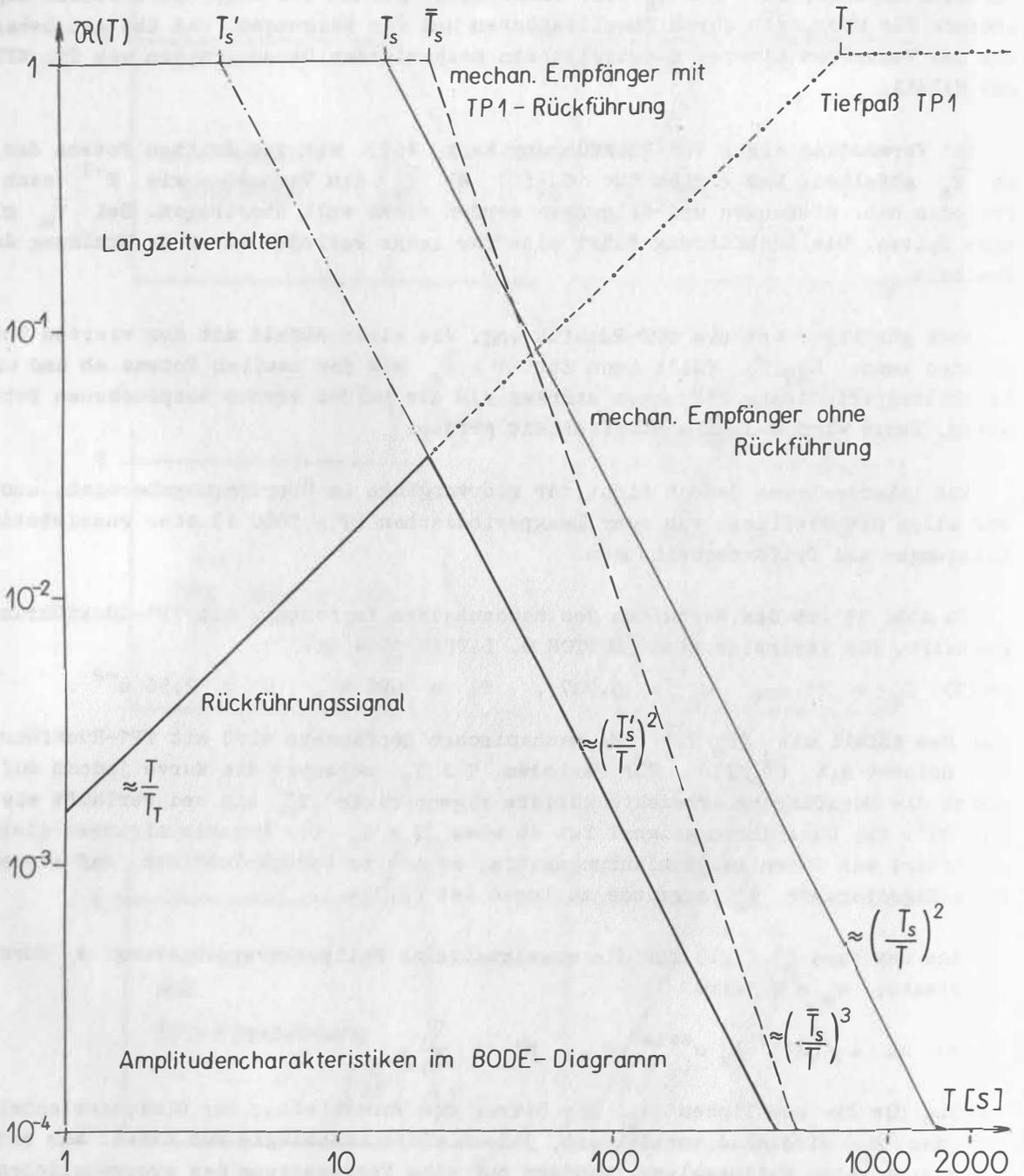


Abb. 39

Da  $T'_s$  durch die Festlegung von  $k$  bestimmt wird (5.2.1.), ist eine gewisse Variation möglich. Wegen der Stabilitätsbedingung (5.2.3.) ist  $k$  jedoch nur bis zu einer gewissen Grenze wählbar, wenn  $T_s$  und  $T_T$  festliegen. In Abb. 40 ist der Zusammenhang zwischen  $k$  und  $T'_s$  sowie zwischen  $k$  und der Rechengröße  $\mu$  dargestellt für den Fall  $T_s = 30 \text{ s}$ ,  $T_T = 300 \text{ s}$ .

Will man stark gegenkoppeln, um kleine  $T'_s$ -Werte zu erreichen, so wird bei festem  $T_s$  das  $T_T$  sehr groß. Das bereitet Schwierigkeiten bei der technischen Realisierung und schiebt gleichzeitig den Einsatz der Regelung weit in das Gebiet großer  $T$  hinaus. So etwas kann man nur dann machen, wenn das System eine gute Kurzzeitkonstanz besitzt und sehr langperiodische Umweltschwankungen (Temperatur, Feuchte, Luftdruck, ...) zu erwarten sind. Bei der praktischen Gestaltung ist man deshalb meist immer auf Kompromisse angewiesen. Nicht zuletzt hängt die Forderung nach einem bestimmten Regelfaktor  $F_R$  davon ab, welche Ausgangsdaten der mechanische Empfänger von der Konstruktion her mitbringt.

#### 5.4. Die Filterung im Signalzweig zur Formung der Übertragungscharakteristik

Bei einem Wandler-System mit wegproportionaler Signalabnahme sind am Ausgang eine die Gleichgewichtslage charakterisierende Gleichspannung sowie die Signale von einer unteren Periode  $T_u$  an bis zu sehr großen Perioden  $T$  vorhanden. Die untere Grenzperiode  $T_u$  resultiert aus dem Vorhandensein von RC-Gliedern vom Tiefpaßtyp mit einer bestimmten Zeitkonstante  $\tau$  im Wandler-System.

In Abb. 41 bedeutet 1 die Übertragungscharakteristik des elektronischen Seismographen. Sie ist von  $T_u$  bis  $T_s$  flach und fällt ab  $T_s$  zu langen Perioden hin mit der zweiten Potenz von  $T$  ab, zu kurzen Perioden ab  $T_u$  mit der ersten oder einer höheren Potenz, je nach der Konstruktion des Wandler-Systems. Für den konkreten Fall

$$(416) \quad T_u = 0,125 \text{ s}, \quad T_s = 30 \text{ s}, \quad T \approx \left(\frac{T_s}{T}\right)^2, \quad T > T_s$$

sollen die Möglichkeiten gezeigt werden, die man durch selektive Nachverstärkung für die Formung einer endgültigen Charakteristik hat.

Um die Gleichspannung des Demodulators zu beseitigen, schneidet man das interessierende Periodengebiet durch einen Hochpaß  $H1$  ( $T_{H1} = 300 \text{ s}$ ) ab. Damit ist von  $T_u$  bis  $T_{H1}$  die Charakteristik unverändert und fällt erst ab  $T_{H1}$  steiler ab.

Es ergeben sich nun folgende Möglichkeiten für einen Betrieb (Abb. 41):

- 1: Breitbandbetrieb. Es wird zwischen  $T_u$  und  $T_s$  voll registriert. Bei der Nachverstärkung wird nur  $H1$  zur Trennung von der Gleichstromkomponente angewendet. Zur Erhöhung der Störfreiheit wird man den Abfall  $T > T_s$  so steil wie möglich machen.
- 1 + H2: Mittelbandbetrieb. Man engt den Bereich ein durch einen Hochpaß  $H2$  mit  $T_{H2} < T_s$ . Das ergibt z. B. die Standardcharakteristik B.  $H2$  kann von erster oder zweiter Ordnung sein, desgleichen  $H1$ .
- BP: Schmalbandbetrieb. Durch einen Bandpaß  $BP$  mit  $T_{BP} < T_s$  schneidet man aus der Breitbandcharakteristik 1 einen interessierenden Teil heraus. Man kann so Typ A oder z. B. eine schmale Charakteristik bei  $T_{BP} = 20 \text{ s}$  erreichen.

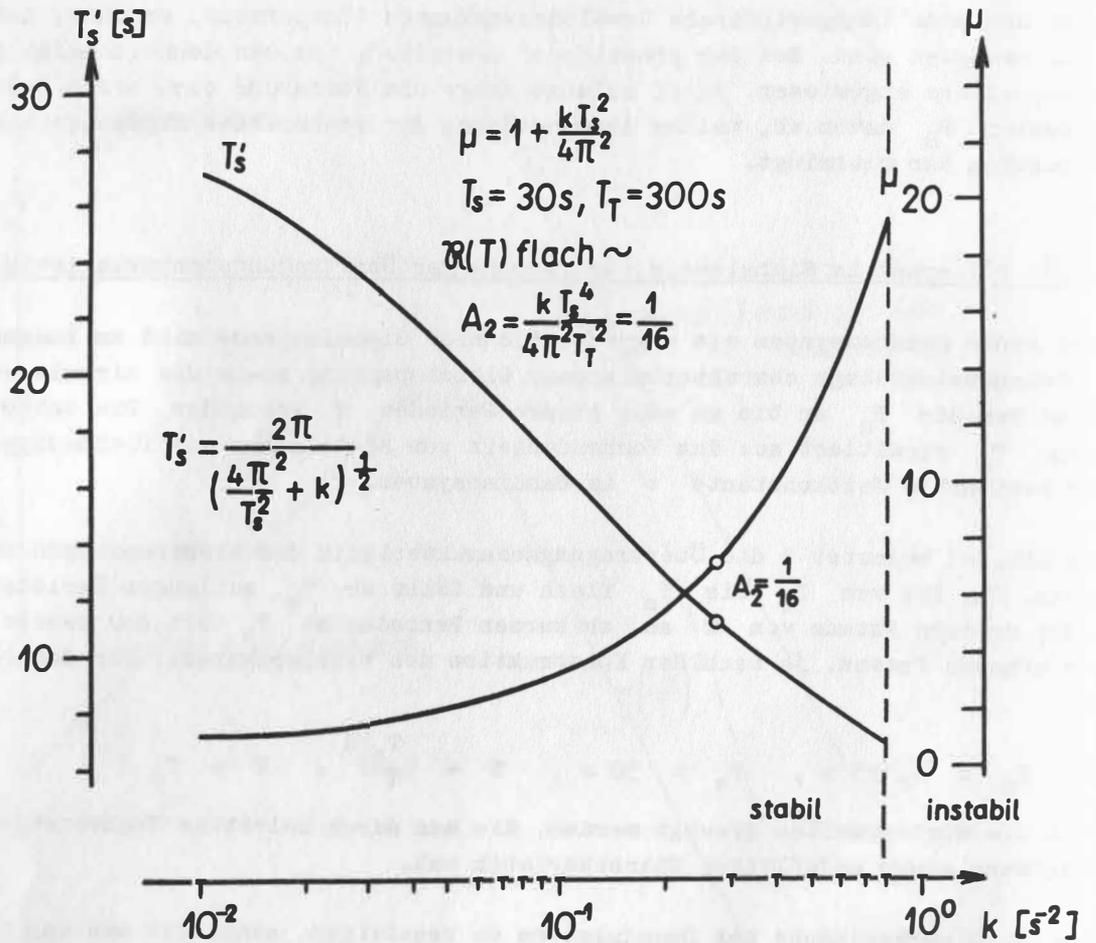


Abb. 40

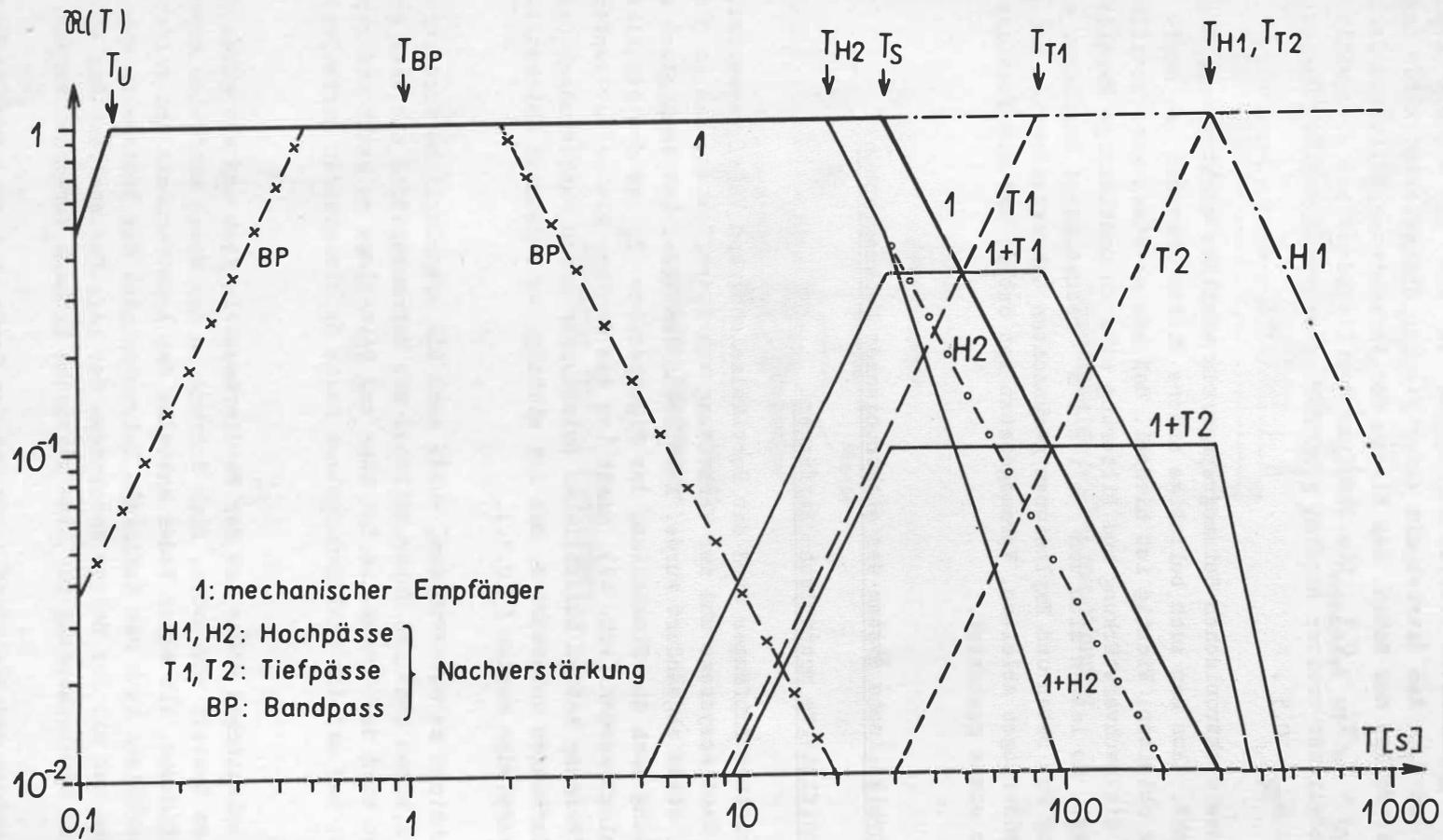


Abb. 41

- 1 + T1: Ultralangperiodische Abstimmung mit Hilfe eines Tiefpasses 2. Ordnung T1 mit  $T_{T1} = 90$  s. Da 1 und T1 gleiche Flankensteilheit besitzen, ergibt sich eine zwischen  $T_s$  und  $T_{T1}$  flache Charakteristik ähnlich der vom Typ C. Die normierte Verstärkung fällt bei diesem Beispiel auf  $\kappa_{1+T1} = T_s/T_{T1} \approx 0,33$  ab.
- 1 + T2: Der nachgeschaltete Tiefpaß 2. Ordnung T2 mit  $T_{T2} = 300$  s ermöglicht zwischen  $T_s$  und  $T_{T2}$  den Betrieb mit einer flachen Charakteristik für das Studium sehr langer Wellen aus Beben. Das Niveau der Verstärkung fällt ebenfalls auf einen Wert  $\kappa_{1+T2} = T_s/T_{T2} \approx 0,1$ . Die Dämpfung der Tiefpässe muß so gewählt werden, daß sich ein möglichst breiter Bereich gleicher Verstärkung ergibt. Üblich sind Werte von  $\alpha_{T1} = \alpha_{T2} \approx 0,5$ .

Da bei einem elektronischen Seismographen ein stabiles elektrisches Signal zur Verfügung steht, kann man auch beliebige andere Filter anwenden und damit entsprechende Kurven ableiten. Wichtig ist hierbei, daß man so etwas gleichzeitig vornehmen kann und die Nachverstärkung und Filterung sich in unabhängige Parallelzweige aufspalten läßt. So lassen sich von einem mechanischen Empfänger alle für die Auswertung von Beben und Explosionen gewünschten Charakteristiken mit entsprechenden Vergrößerungen ableiten. Vorausgesetzt ist dabei, daß die Konstanz des Wandlersystems so etwas gestattet.

## 5.5. Das physikalische System des elektronischen Seismographen

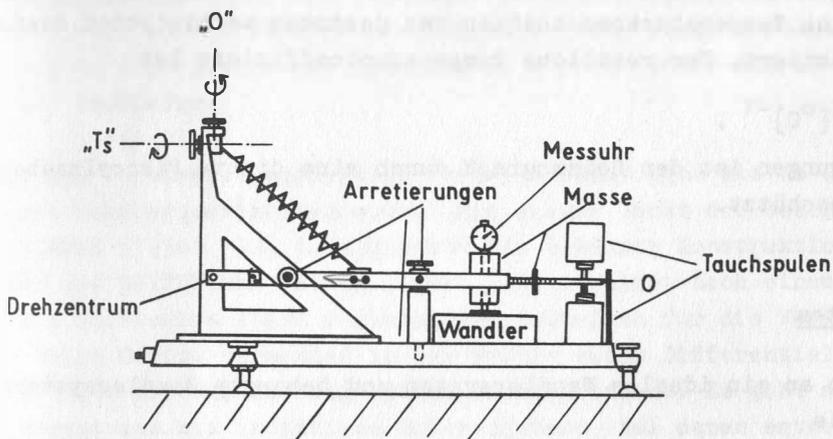
### 5.5.1. Der modifizierte mechanische Empfänger

Als mechanischer Empfänger wird der Vertikalseismograph VSJ-I verwendet, der zur Aufnahme des Wandlersystems und zur Vermeidung von Störeffekten, die in 3.2.1. diskutiert sind, etwas abgeändert wurde. Abweichend vom VSJ-I ist zusätzlich zur Nullpunkteinstellung auch die Einstellung der Eigenperiode  $T_s$  an das gestellteste Ende der Feder verlegt worden (Abb. 42). Somit ist das Gehänge mit seiner empfindlichen Blattfederaufhängung keinen zusätzlichen Belastungen durch Hantierungen bei Nacheichungen und Wartungen unterworfen. Das ist wichtig, weil dadurch Knickstellen in den Blattfedern vermieden werden (3.2.1.).

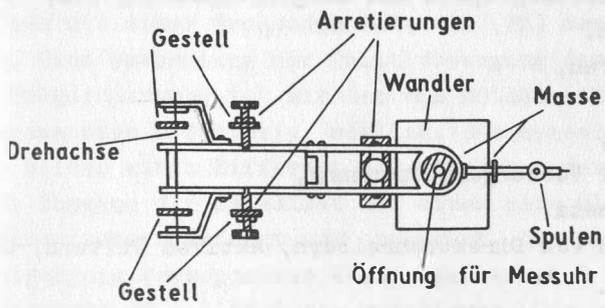
Um diese Absicht zu unterstützen, wurde auch die ursprüngliche Arretierung modifiziert. Durch einen stabilen Unterstellbock mit Schraubspindel und zwei gestellteste Arretierbolzen wird das Gehänge in der Höhe und Seitenlage so exakt und reproduzierbar arretiert, daß auf dem Blattfedergelenk keine deformierenden Querbelastungen liegen.

Unter der seismischen Masse ist der Wandlerbaustein fest und mit gutem thermischem Kontakt mit dem Gestell verbunden. Eine Bohrung in der Masse kann eine Meßuhr mit Tastspitze aufnehmen. Mit einer Feder anstelle des Arretierbocks und gelösten seitlichen Arretierbolzen kann man durch die Schraubspindel das Gehänge in eine definierte Lage bringen und mit der Meßuhr Änderungen der Lage feststellen. Das kann in Verbindung mit dem Wandlerausgang für eine statische Eichung verwendet werden.

Für die Dämpfung und die Rückführung hat das Gerät zwei getrennte Spule-Magnet-Systeme. Zur Feineinstellung der Nulllage kann ein Strom durch eine Spule sowie eine



modifizierter VSJ-I mit Wandler



Gehänge mit Arretierungen

→ Abb. 42

kleine Teilmasse verwendet werden. Für die Feder wurde ein Exemplar aus der Serie in 4.2.1. verwendet, das eine Temperaturkompensation des gesamten mechanischen Empfängers mit hoher Güte garantiert. Der restliche Temperaturkoeffizient ist

$$(417) \alpha^{\text{seis}} \approx 6 \cdot 10^{-7} [^{\circ}\text{C}]^{-1} .$$

Gegen störende Luftbewegungen ist der Seismograph durch eine dichte Piacrylhaube und eine zweite Glashaube geschützt.

## 5.5.2. Das Wandlersystem

### 5.5.2.1. Die Forderungen an ein ideales Wandlersystem und bekannte Wandlersysteme in der Seismometrie

Um zu einer neuen konstruktiven Lösung für das Wandlersystem zu gelangen, war eine kritische Durchsicht aller bekannt gemachten Konstruktionen notwendig. Diese sind, wie auch die zu besprechende neue Lösung, nur Annäherungen an ein ideales Wandlersystem. Ideal ist ein Wandlersystem für einen Seismographen bei Erfüllung etwa folgender Forderungen:

- Linearität zwischen Ausschlag des Seismographen und Ausgangsspannung bzw. -frequenz über einen großen Ausschlagsbereich,
- Unabhängigkeit von den Umweltfaktoren,
- Freisein von Alterungen,
- Freisein von zusätzlichem Rauschen,
- Unabhängigkeit von Schwankungen der Versorgungsspannung,
- Unabhängigkeit vom örtlichen Stromnetz,
- hohe Ausgangsspannung zum Ansteuern von Direktschreibern, aktiven Filtern, Geräten der Datenverarbeitungstechnik,
- Möglichkeit einer Fernübertragung des gewandelten mechanischen Signals ohne Genauigkeitseinbuße,
- Robustheit, geringes Gewicht, geringe Größe, Transportmöglichkeit,
- niedriger Preis, in der Serie in allen Eigenschaften Reproduzierbarkeit.

Je nach Anwendungsbereich, Verwendungszweck und dem Stand der Technik gelingt es, diesen Forderungen zu einem großen Teil gerecht zu werden. Einschränkungen gibt es vor allem bei den Punkten Linearität, Konstanz, Rauschen, Ausgangsspannung, und die einzelnen konstruktiven Lösungen bekannter Wandlersysteme für Seismographen und Extensometer unterscheiden sich in der Hauptsache darin, welcher Forderung man den Vorrang gab.

Bei den gebräuchlichen Wandlersystemen, die zum Messen nieder- oder hochfrequente Wechselspannungen als Trägerfrequenz verwenden, sind im Groben drei Typen zu unterscheiden.

Der erste Typ besteht aus einem Festfrequenzgenerator, der in einer Brückenschaltung mit einem Blindwiderstand verbunden ist, dessen Größe sich mit dem Seismographenausschlag ändert. Durch diese Änderung wird die Wechselspannung, die aus der Brückenschaltung in einen Verstärker gelangt, in der Amplitude moduliert (AM). Die Verstärkung der Niederfrequenz ( $f \approx 5 \text{ kHz}$ ) ist kein Problem und kann mit hoher Konstanz geschehen. Der Verstärker muß jedoch dafür sehr gut stabilisiert sein, da die Änderung

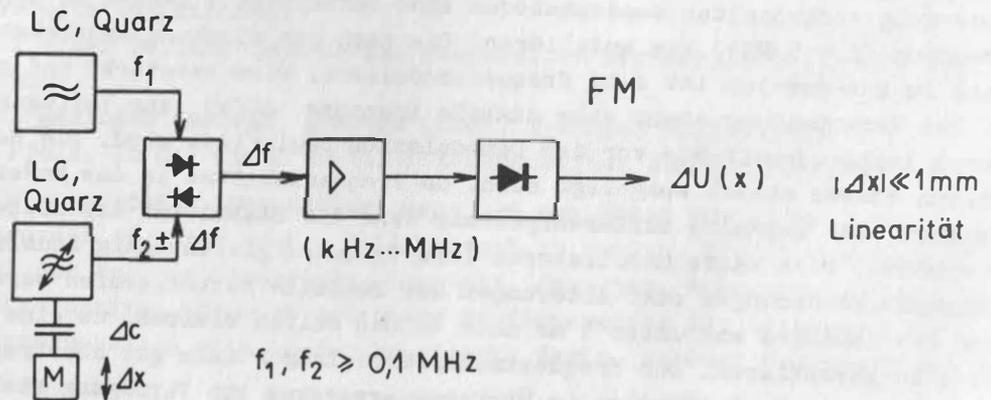
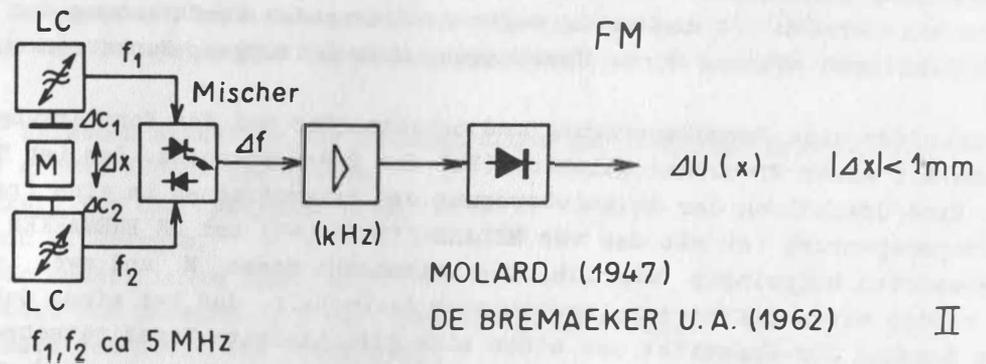
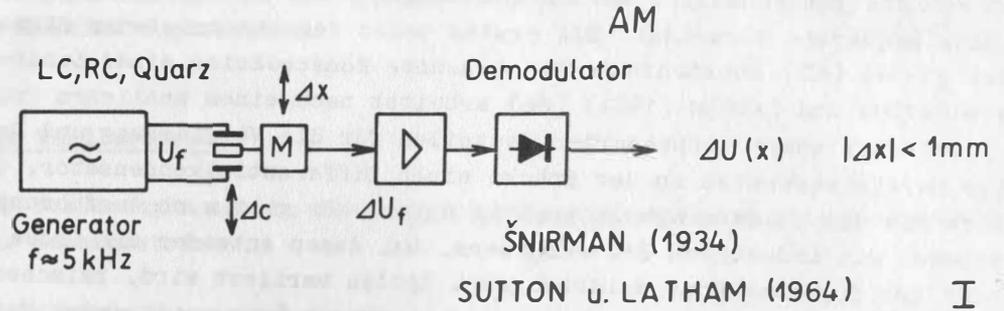
des Verstärkungsgrades, das Rauschen und Alterungseffekte infolge der Amplitudenmodulation direkt in das Meßergebnis eingehen. Nach einer Demodulation steht das seismische Signal als elektrische Spannung in ausreichender Stärke zur weiteren Verarbeitung zur Verfügung.

Für den Festfrequenzgenerator werden Ausführungen mit RC-Gliedern, LC-Kreisen oder mit Schwingquarzen verwendet. Ein erstes Gerät der beschriebenen Struktur wurde von SNIRMAN (1934) [62] konstruiert. Die bekannte Konstruktion eines Lunar-Seismographen von SUTTON und LATHAM (1964) [66] arbeitet nach einem ähnlichen Prinzip, jedoch mit inzwischen stark verbesserten Bauteilen für die Verstärkung und Demodulation. Beide Geräte verwenden in der Brücke einen Differentialkondensator, dessen Kapazität sich mit dem Seismographenausschlag ändert. Es gibt auch Ausführungen von Wandlersystemen mit induktiven Brückengebern, bei denen entweder die Größe der Induktivität oder der Kopplungsgrad zwischen zwei Spulen variiert wird. Zwischen +1 mm und -1 mm Ausschlag des Gehänges ist das seismische Signal in ausreichendem Maße linear in eine Spannung umgewandelt. Eine direkte Fernübertragung des amplitudenmodulierten Signals im kHz-Bereich ist ungünstig wegen der bekannten Verfälschung der Amplitude durch Störeinflüsse während einer Übertragung über Leitungen, Funkstrecken o. ä.

Günstiger für eine Fernübertragung und unkritischer bei der Verstärkung sind Wandlersysteme mit einer Frequenzmodulation (FM) der Trägerfrequenz. Das ist Typ II in Abb. 43. Eine Umwandlung der Relativbewegung des Seismographen in eine frequenzmodulierte Trägerspannung ist mit dem von MOLARD (1947) [49] und DE BREMAEKER u. a. (1962) [19] angewandten Meßprinzip möglich. Die seismische Masse  $M$  und zwei isolierte Platten bilden einen Differentialkondensator dergestalt, daß bei einer Gehängebewegung mit Zunahme der Kapazität des einen eine gleichzeitige Kapazitätsabnahme des anderen Kondensators erfolgt und umgekehrt. Die elektrisch getrennten und nur über die Gehängebewegung verkoppelten Kondensatoren sind Bestandteile zweier LC-Generatoren, deren Frequenz ( $f \approx 5$  MHz) sie modulieren. Die nach der Mischung entstehende Träger-schwingung im kHz-Bereich ist dann frequenzmoduliert, wird verstärkt und gleichgerichtet. Zur Verarbeitung steht eine stabile Spannung  $\Delta U(x)$  zur Verfügung, die nicht durch Amplitudeneffekte vor der Demodulation beeinflußt wird. Die Hochfrequenz-Oszillatoren müssen stabil ausgelegt sein, da Frequenzdriften in das Meßergebnis direkt eingehen. Das gewählte Differenzprinzip kann die Stabilität des niederfrequenten Trägers erhöhen, wenn beide Oszillatoren ihre Frequenz gleichsinnig ändern. Das kann durch Temperaturänderungen oder Alterungen der Bauteile hervorgerufen werden. Der Ausschlag des Gehänges muß unter 1 mm nach beiden Seiten bleiben, um eine genügende Linearität zu garantieren. Der frequenzmodulierte Träger kann gut übertragen werden, wenn die entsprechende Bandbreite im Übertragungssystem zur Verfügung steht. Übertragungsverluste können ausgeglichen werden, ohne das seismische Signal zu beeinflussen.

Eine dritte Möglichkeit für ein Wandlersystem mit Frequenzmodulation eines Trägers ist die Modulation der Frequenz eines Oszillators in einer Differenz-Oszillator-Anordnung (Typ III in Abb. 43). Einen freischwingenden LC-Oszillator mit kapazitivem Geber verwendeten VETCHINKIN (1962) [85] und RYKOV u. SIDOROV (1963) [58] in ihren elektronischen Seismographen. Aus Gründen der Linearität muß der Ausschlag des Gehänges viel kleiner als 1 mm sein. Besonders stabil wird ein Übertragungssystem, wenn man für die Oszillatoren Schwingquarze benutzt. TANAKA (1966) [68] nimmt 100-kHz-Quarze und „zieht“ mit einem kapazitiven Geber die Frequenz des einen Quarzoszilla-

Wandlersysteme



LC: VETCHINKIN (1962)  
RYKOV U. SIDOROV (1963)

Quarz: TANAKA (1966)      III

Abb. 43

tors in geringem Maße. Die modulierte Differenzfrequenz im kHz-Bereich wird verstärkt und mit einem industriellen Zählfrequenzmesser demoduliert. Das System wird für einen Strain-Seismographen benutzt. Die Nichtlinearität ist beträchtlich; jedoch wird auch nur ein sehr kleiner Ausschlagbereich gebraucht, in dem die Linearität dann ausreichend ist.

Dieser letzte Wandler bietet theoretisch die höchsten Stabilitäten, wenn beide Oszillatoren gleich aufgebaut sind und die Frequenzmodulation nur gering ist. Störend ist der nichtlineare Zusammenhang zwischen dem Ausschlag des Seismographen und der Frequenz bzw. Ausgangsspannung, der eine Verwendung in dieser Form für Seismographen nicht gestattet. Ein linearer Ausschlagsbereich von  $\pm 1$  mm bei Fehlern von höchstens einigen Prozenten muß gefordert werden. Wichtig waren jedoch die guten Erfahrungen mit dem Prinzip, die die Aufmerksamkeit in diese Richtung lenkten.

In der Elektronik sind seit einigen Jahren verstärkt stabile Schaltungen für die Schmalband-Frequenzmodulation von Quarzen verwendet worden, vielfach mit Ziehkondensatoren oder Kapazitätsdioden. Auch in der Meßtechnik verwendet man stabile Differenzquarzoszillatoren mit einem modulierten Quarz. Die Modulation kommt dabei durch die Wirkung der Größe auf den Quarz zustande, die man messen will. Das kann eine Strahlung (KYLE 1967[34]), ein Niederschlag bestimmter Dicke auf dem Quarzkristall (LAWSON 1967[39]) oder etwas Ähnliches sein. Besonders die Verwendung des Differenzprinzips ermöglicht dabei die Gewinnung einer stabilen frequenzmodulierten Träger-spannung im Niederfrequenzbereich, die sich gut weiterverarbeiten läßt.

#### 5.5.2.2. Der neue lineare Geber zur Frequenzmodulation des Trägers im Wandlersystem

Für das zu entwickelnde neue Wandlersystem sollte eine Lösung gefunden werden, die den Anforderungen an ein ideales Wandlersystem möglichst nahe kommt. Da das Wandlersystem die Grundlage für die Anwendung einer Nullpunktregelung im Seismographen ist, muß es in der Stabilität um mindestens eine Größenordnung besser sein als der mechanische Empfänger. Das betrifft vor allem die weitgehende Unabhängigkeit von Änderungen der Umwelttemperatur. Nur wenn die Konstanz des Wandlersystems genügend hoch ist, kann man die Nullpunktverlagerungen des mechanischen Empfängers ausregeln bzw. verbessern, anderenfalls regelt man bekanntlich die Driften des elektrischen Wandlersystems auf Kosten des Nullpunktes der Seismographen aus.

Es wurde deshalb die theoretisch stabilste Schaltung gewählt, die des Differenzoszillators mit Schwingquarzen und Frequenzmodulation des einen Oszillators. Dabei war es das vernünftigste, von bereits bekannten Lösungen für Geberformen in Zusammenhang mit einem Schwingkreis zu abstrahieren und nach einer optimalen Lösung im Hinblick auf Linearität bei möglichst großem Ausschlag des Gebers zu suchen.

Zur Frequenzmodulation kann man in Verbindung mit einem Quarz eine veränderbare Induktivität oder eine Kapazität benutzen. Da die Stabilität dieser konstruktiven Größen in das Gesamtergebnis eingeht, entscheidet man sich meist für den Kondensator. Induktivitäten bestehen fast immer aus spulenähnlichen Anordnungen und sind trotz großen Aufwands nicht so stabil zu bekommen wie z. B. Anordnungen aus Kondensatorplatten. Es wird deshalb ein Geberkondensator in Abhängigkeit vom Ausschlag  $x$  als

unbestimmte Größe  $C(x)$  angesetzt. Dabei wird vorausgesetzt, daß eine Lösung existiert und damit die funktionale Gestalt von  $C(x)$  unter Beachtung unserer Forderungen errechnet werden kann.

In Abb. 44 A ist das elektrische Schaltbild für einen Schwingquarz dargestellt. Er verhält sich als Resonator wie die Zusammenschaltung der separaten Größen

- $L_1$  : dynamische Induktivität,
- $C_1$  : dynamische Kapazität,
- $R_1$  : dynamischer Verlustwiderstand,
- $C_0$  : statische Parallelkapazität

in der dargestellten Weise (ZINKE-BRUNSWIG 1965[90]). Dem Ersatzschaltbild entspricht ein komplexer Leitwert zwischen den Anschlüssen 1 und 2

$$(418) \quad \mathcal{Y}_{12} = i \omega C_0 + \frac{1}{R_1 + i(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1})}$$

Resonanz ist gleichbedeutend mit dem Nullwerden des Imaginärteiles von  $\mathcal{Y}_{12}$ . Das ergibt zwei Lösungen für die Kreisfrequenz bei Resonanz  $\omega_r$ :

$$(419) \quad \omega_r^2 = \frac{1}{L_1 C_1} + \frac{1}{2 L_1 C_0} - \frac{R_1^2}{2 L_1^2} \pm \frac{1}{2 L_1 C_0} \sqrt{1 + \frac{R_1^4 C_0^2}{L_1^2} - \frac{4 R_1^2 C_0^2}{L_1 C_2} - \frac{2 R_1^2 C_0}{L_1}}$$

Für  $R_1 \approx 0$  nähert man die Wurzel durch Reihenentwicklung an. Das wird möglich wegen der für alle Schwingquarze gültigen Beziehungen

$$(420) \quad \frac{R_1^4 C_0^2}{L_1^2} \ll 1, \quad \frac{4 R_1^2 C_0^2}{L_1 C_2} < 1, \quad \frac{2 R_1^2 C_0}{L_1} < 1.$$

Die dynamischen Parameter z. B. für Quarze bei etwa 10 MHz haben die Größenordnungen

$$(421) \quad [R_1] \approx 10 \text{ Ohm}, \quad [C_0] \approx 10^{-12} \text{ F}, \quad [C_1] \approx 10^{-15} \text{ F}, \quad [L_1] \approx 10^{-2} \text{ H}.$$

Das dokumentiert die Gültigkeit der Relationen (420). Dann wird

$$(422) \quad \sqrt{1 + \frac{R_1^4 C_0^2}{L_1^2} - \frac{4 R_1^2 C_0^2}{L_1 C_2} - \frac{2 R_1^2 C_0}{L_1}} \approx 1 - \frac{2 R_1^2 C_0^2}{L_1 C_2} - \frac{R_1^2 C_0}{L_1}$$

und damit

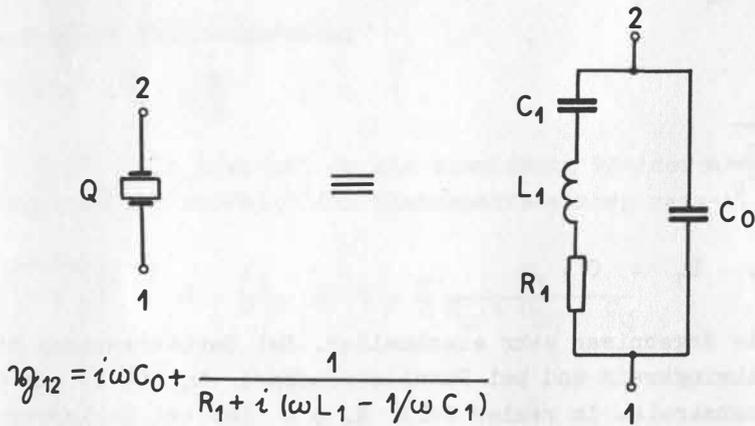
$$(423) \quad \omega_r^2 = \frac{1}{L_1 C_1} + \frac{1}{2 L_1 C_0} - \frac{R_1^2}{2 L_1^2} \pm \frac{1}{2 L_1 C_0} \left(1 - \frac{2 R_1^2 C_0^2}{L_1 C_2} - \frac{R_1^2 C_0}{L_1}\right).$$

Die beiden Resonanzfrequenzen bedeuten

Parallelresonanz  $\sim$

$$(424) \quad \omega_p^2 \approx \frac{C_1 + C_0}{L_1 C_1 C_0} \left(1 - \frac{C_0 R_1^2}{L_1}\right)$$

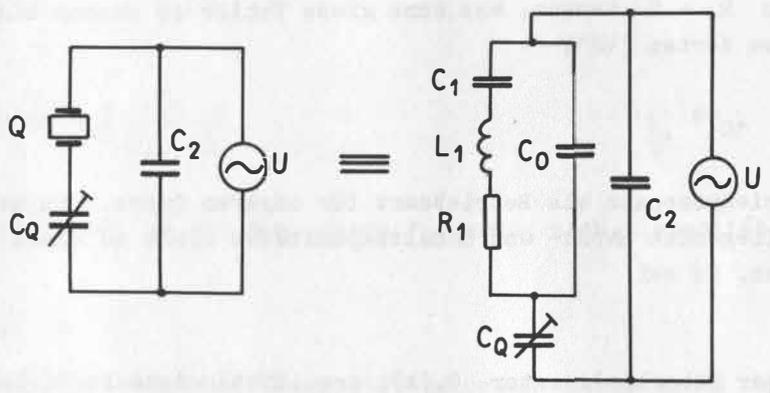
und



$$y_{12} = i\omega C_0 + \frac{1}{R_1 + i(\omega L_1 - 1/\omega C_1)}$$

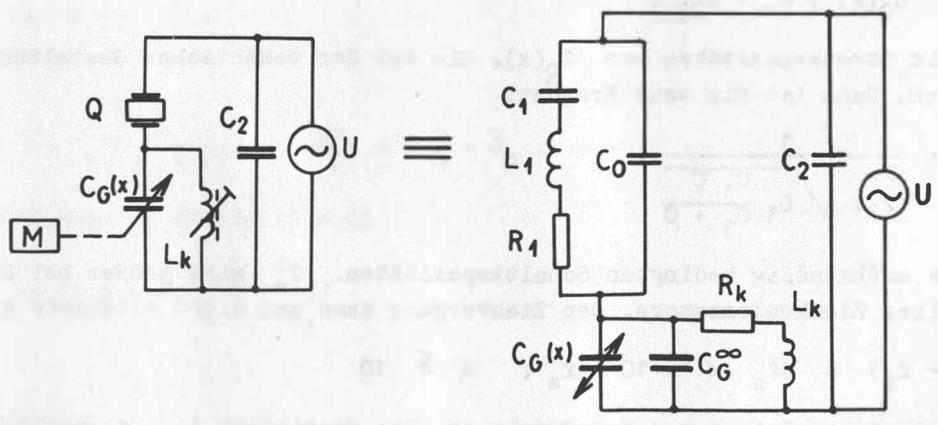
SCHWINGQUARZ

A.



SCHALTUNG MIT ZIEHKAPAZITÄT C\_Q

B.



SCHALTUNG MIT KOMPENSIERTEM GEBER C\_G(x)

C.

Abb. 44

Serienresonanz ~

$$(425) \quad \omega_s^2 \approx \frac{1}{L_1 C_1} \left(1 + \frac{R_1^2 C_0}{L_1}\right).$$

Für  $R_1 = 0$  wird daraus

$$(426) \quad \omega_{p0} = \sqrt{\frac{C_1 + C_0}{L_1 C_1 C_0}},$$

$$(427) \quad \omega_{s0} = \sqrt{\frac{1}{L_1 C_1}}, \quad R_1 = 0.$$

Für  $R_1 = 0$  sind also die Ergebnisse sehr anschaulich. Bei Serienresonanz bilden  $L_1$  und  $C_1$  einen Serienschwingkreis und bei Parallelresonanz  $L_1$  mit  $C_1$  und  $C_0$  in Reihe einen Parallelresonanzkreis. Im realen Fall  $R_1 \neq 0$  ist bei Serienresonanz  $\omega_s$  noch durch  $R_1$  in geringem Maße von  $C_0$  abhängig.

Meist setzt man  $R_1 \approx 0$  voraus, was ohne große Fehler zu machen möglich ist. Es ist nämlich mit den Werten (421)

$$(428) \quad \left[\frac{C_0 R_1^2}{L_1}\right] \approx 10^{-8}.$$

Wir wählen die Serienresonanz als Betriebsart für unseren Quarz. Das hat den Vorteil, daß die parallel liegenden Streu- und Schaltkapazitäten nicht so stark die Resonanzstelle beeinflussen. Es sei

$$(429) \quad R_1 = 0$$

vorausgesetzt. Unser Geberkondensator  $C_Q(x)$ , der „Ziehkondensator“, ist in Reihe mit dem Quarz geschaltet und beeinflusst die Serienresonanzfrequenz (Abb. 44 B). Es sei

$$(430) \quad C \cong C_Q(x) + C_0 + C_{2Q}.$$

$C_{2Q}$  sind die Streukapazitäten von  $C_Q(x)$ , die bei der technischen Gestaltung stets mit auftreten. Dann ist die neue Frequenz

$$(431) \quad f'_s = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_1 \frac{C_1 C}{C_1 + C}}}.$$

$C_2$  sind die aufbaumäßig bedingten Schaltkapazitäten.  $f_s$  wird größer bei Serienschaltung eines Ziehkondensators. Den Ziehvorgang kann man nicht allzusehr ausweiten.

$$(432) \quad (f'_s - f_s) = \Delta f_s < n \cdot 10^{-4} f_s, \quad n \leq 10$$

ist eine vernünftige Grenze aus der Erfahrung. Die Stabilität des „gezogenen“ Quarzes verschlechtert sich dabei nicht allzusehr. Aus (431) sieht man, daß durch  $C_Q(x)$  auch  $C_0$  und  $C_{2Q}$   $f'_s$  beeinflussen. Aus (431) folgt sofort

$$(433) \quad f'_s = f_s \sqrt{1 + \frac{C_1}{C}}.$$

Wegen

$$(434) \quad \frac{C_1}{C} = \xi \approx 10^{-4} \ll 1$$

verwenden wir die Näherungsformel

$$(435) \quad \sqrt{1+\xi} \approx 1 + \frac{\xi}{2}, \quad \xi \ll 1.$$

Für  $|\xi| \leq 0,089$  ist bekanntlich die Abweichung kleiner als  $10^{-3}$ . Diesen Fehler können wir zulassen und in (435) das Gleichheitszeichen setzen. Das ergibt

$$(436) \quad \sqrt{1 + \frac{C_1}{C}} = 1 + \frac{C_1}{2C} = 1 + \frac{1}{2} \frac{C_1}{C_0 + C_{2Q} + C_Q}$$

und mit  $\bar{C}_p = C_0 + C_{2Q}$

$$(437) \quad \sqrt{1 + \frac{C_1}{C}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{C_1}{C_Q + \bar{C}_p}.$$

Dann wird

$$(438) \quad f'_s = f_s \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{C_1}{C_Q + \bar{C}_p} \right).$$

Hier ist die Stelle, an der wir unsere Forderung nach Linearität anbringen müssen. Es bedeutet

$$(439) \quad f'_s(x=0) = f_s^0$$

die Nullpunktfrequenz. Dann ist Linearität zwischen Ausschlag  $x$  des Gebers und Frequenz  $f'_s$  des Quarzoszillators gegeben durch die Forderung

$$(440) \quad f'_s = a x + f_s^0.$$

Dabei ist

$$(441) \quad f_s^0 = f_s \left( 1 + \frac{C_1}{2C_p^0} \right), \quad C_p^0 = C_Q^0 + \bar{C}_p.$$

Fassen wir zusammen, so ergibt sich

$$(442) \quad f'_s = a x + f_s \left( 1 + \frac{C_1}{2C_p^0} \right)$$

und

$$(443) \quad f'_s = f_s \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{C_1}{C_Q(x) + \bar{C}_p} \right).$$

Der Vergleich liefert die funktionale Gestalt von  $C_Q(x)$  unter der Forderung der Linearität. Es ist aus (442) und (443) (UNTERREITMEIER 1970[82])

$$(444) \quad C_Q(x) + \bar{C}_p = \frac{f_s C_1 C_p^0}{f_s C_1 + 2 a x C_p^0}$$

und daraus

$$(445) \quad C_Q(x) = \frac{f_s C_1/2 a}{(f_s C_1/2 a C_p^0) + x} - \bar{C}_p$$

mit

$$C_p^0 = C_Q^0 + \bar{C}_p, \quad \bar{C}_p = C_0 + C_{2Q}.$$

Für Linearität ist also (445) als Geberggestalt für  $C_Q(x)$  konstruktiv zu verwirklichen.

Störend wirkt dabei  $\bar{C}_p$  in (445). Nehmen wir an, daß wir  $\bar{C}_p$  kompensiert hätten. Das ist möglich und wird auch für andere Zwecke gemacht.  $C_0$  kompensiert man z. B. bei hochfrequenten Quarzen, um ein besseres Anschwingen, vornehmlich für Oberwellenquarze, zu erreichen (ALTSÜLER 1969[1]). Hier ist  $C_0 + C_{2Q}$  zu kompensieren. Das wird durch eine Induktivität  $L_k$  erreicht, die so bemessen ist, daß bei  $f_s^0$  Resonanz mit  $C_0 + C_{2Q}$  besteht.

$$(446) \quad f_s^0 = \frac{1}{2 \pi \sqrt{L_k(C_0 + C_{2Q})}}.$$

$L_k$  wird man für den exakten Abgleich auf Linearität einstellbar ausführen. Mit kompensiertem  $\bar{C}_p$  erhält der kapazitive Geber die Gestalt

$$(447) \quad C_G(x) = \frac{f_s C_1/2 a}{(f_s C_1/2 a C_G^0) + x}.$$

Es ergibt sich die Schaltungsanordnung in Abb. 44 C.

Gleichung (447) ist zu realisieren durch einen Plattenkondensator mit zwei Platten gleicher Größe mit veränderlichem Abstand  $x$ . Er hat die funktionale Gestalt

$$(448) \quad C_G(x) = \frac{\epsilon f}{A + x}$$

mit  $\epsilon$  als Dielektrizitätskonstante,  $F$  als Fläche einer Platte,  $A$  als Nullpunkt-Abstand und  $x$  als Veränderlicher.

Da man Fläche, Nullpunkt-Abstand und Dielektrikum (Luft, Vakuum oder ein Schutzgas) von der Konstruktion her festlegt, ergeben sich aus (447), (448) und

$$(449) \quad \epsilon f = \frac{f_s C_1}{2 a}, \quad A = \frac{f_s C_1}{2 a C_G^0}$$

für den Frequenzhub

$$(450) \quad a = \frac{f_s C_1}{2 \epsilon F}, \quad \epsilon_{\text{Luft}} \approx 0,08859 \left[ \frac{\text{pF}}{\text{cm}} \right]$$

und für die Geberkapazität im Nullpunkt

$$(451) \quad C_G^0 = \frac{\epsilon F}{A} = \frac{f_s C_1}{2 a A}.$$

Bei der Kompensation hat sich außerdem  $f_s^0$  verändert in

$$(452) f_s^0(\text{komp}) = f_o = f_s \left(1 + \frac{C_1}{2 G_G^0}\right), \quad f_o > f_s^0.$$

Dadurch, daß der Geber linearisiert wird, erhöht sich also die Frequenz im Nullpunkt, im Abstand  $A$  der Platten. Die ehemals gekrümmte Kennlinie des Gebers (TANAKA 1966 [68]) richtet sich durch die Linearisierung auf und kann zu einer Geraden gemacht werden.

Über die Technik der Kompensation und die Ausführung von Oszillator und Modulator wird im nächsten Abschnitt berichtet. Jetzt soll, ohne nähere Angaben über die technische Realisierung, eine gemessene Kurve eines kompensierten Gebers mit der eines un kompensierten verglichen werden (Abb. 45). Man sieht, daß die kompensierte Gerade die Steigung der ursprünglichen Kurve beim größten Kapazitätswert des Plattenkondensators hat.

Betrachtet man die Entfernung  $x = 1000 \mu\text{m}$  auf der Meßskala als Nullpunkt  $A$ , so erkennt man, daß  $f_o$  etwa das 4fache von  $f_s^0$  ist (Gleichung (452)). Aufgenommen sind die Kurven mit dem vollständigen in den Seismographen eingebauten Wandler system. Der jeweilige Abstand  $x$  zwischen den beiden Platten ist mit einer Meßuhr mit  $10\text{-}\mu\text{m}$ -Auflösung eingestellt und die sich ergebende Frequenz mit einem Zählfrequenzmesser gemessen worden.

Bedeutung hat der Verlustwiderstand  $R_k$  der Kompensationsinduktivität  $L_k$ . Macht man  $R_k$  zu groß oder bedämpft mit Absicht, so reichen schon  $R_k$ -Werte von einigen hundert Ohm aus, um aus der kompensierten Geraden wieder die ursprüngliche un kompensierte und nichtlineare Kurve zu machen. Das war durch Messungen nachweisbar.

Die in Abb. 44 C eingezeichnete Kapazität  $C_G^\infty$  ergibt sich bei der konstruktiven Verwirklichung eines Gebers und entspricht dem  $C_{2Q}$  aus (430). Die isolierte Platte hat stets gegenüber der Unterlage eine Kapazität, die man messen kann, wenn man den Geber sehr weit öffnet, d. h. die zweite Platte sehr weit entfernt; deshalb die Bezeichnung  $C_G^\infty$ . Diese Größe geht mit in die zu kompensierenden Anteile als  $C_{2Q}$  ein und ist bei der Bestimmung von  $L_k$  zu berücksichtigen.

Die ausgewertete verbleibende Nichtlinearität der kompensierten Geraden aus Abb. 45 ist in Abb. 46 dargestellt. Dabei sind alle Meß- und Anzeigefehler mit einbezogen. Über einen Ausschlagbereich von  $\pm 1$  mm des Gehänges mit Geber sind die gesamten Nichtlinearitäten kleiner als 1 %, und über einen Bereich von  $\pm 0,5$  mm bleiben sie unter 4 %. Nach unten steigt die Nichtlinearität an, bedingt durch die Rande effekte des Gebers und den Einfluß der isolierten Tastspitze der Meßuhr auf die Frequenz und deren Anzeige.

Der absolute Abstand zwischen den Platten des Geberkondensators ist im Nullpunkt „0“  $1,5$  mm (Meßskala in  $\mu\text{m}$ ). Damit kann zur Eigenperioden- und Dämpfungsbestimmung das Gehänge makroskopisch frei schwingen und das Wandler system mit seiner hohen Linearität auch zur Auswertung solcher großer Schwingungen benutzt werden. Das ist in Verbindung mit einem Direktschreiber genauer als die visuelle Beobachtung von Gehängedurchgängen durch eine Nullpunktmarke.

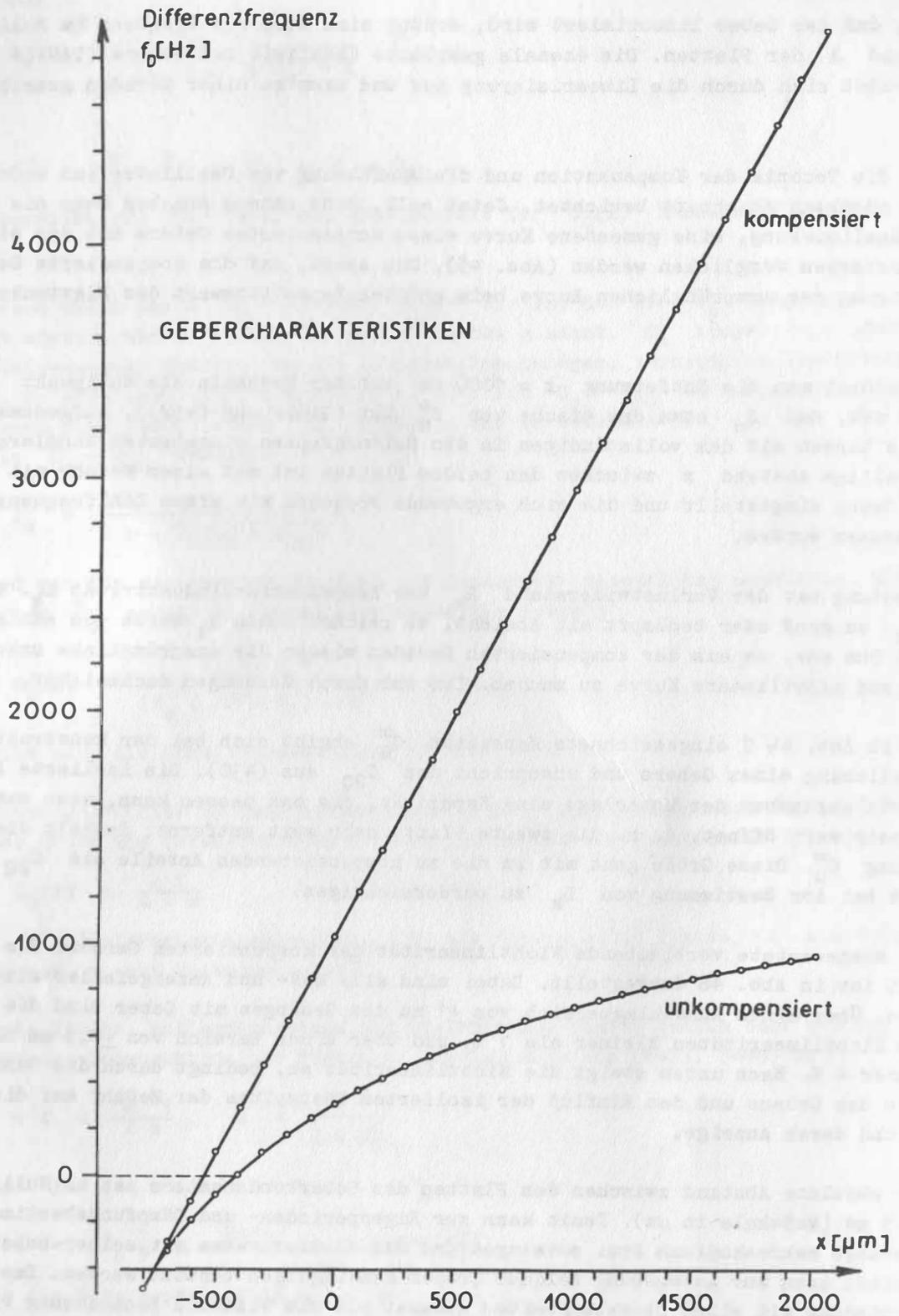


Abb. 45

### Nichtlinearität des Gebers

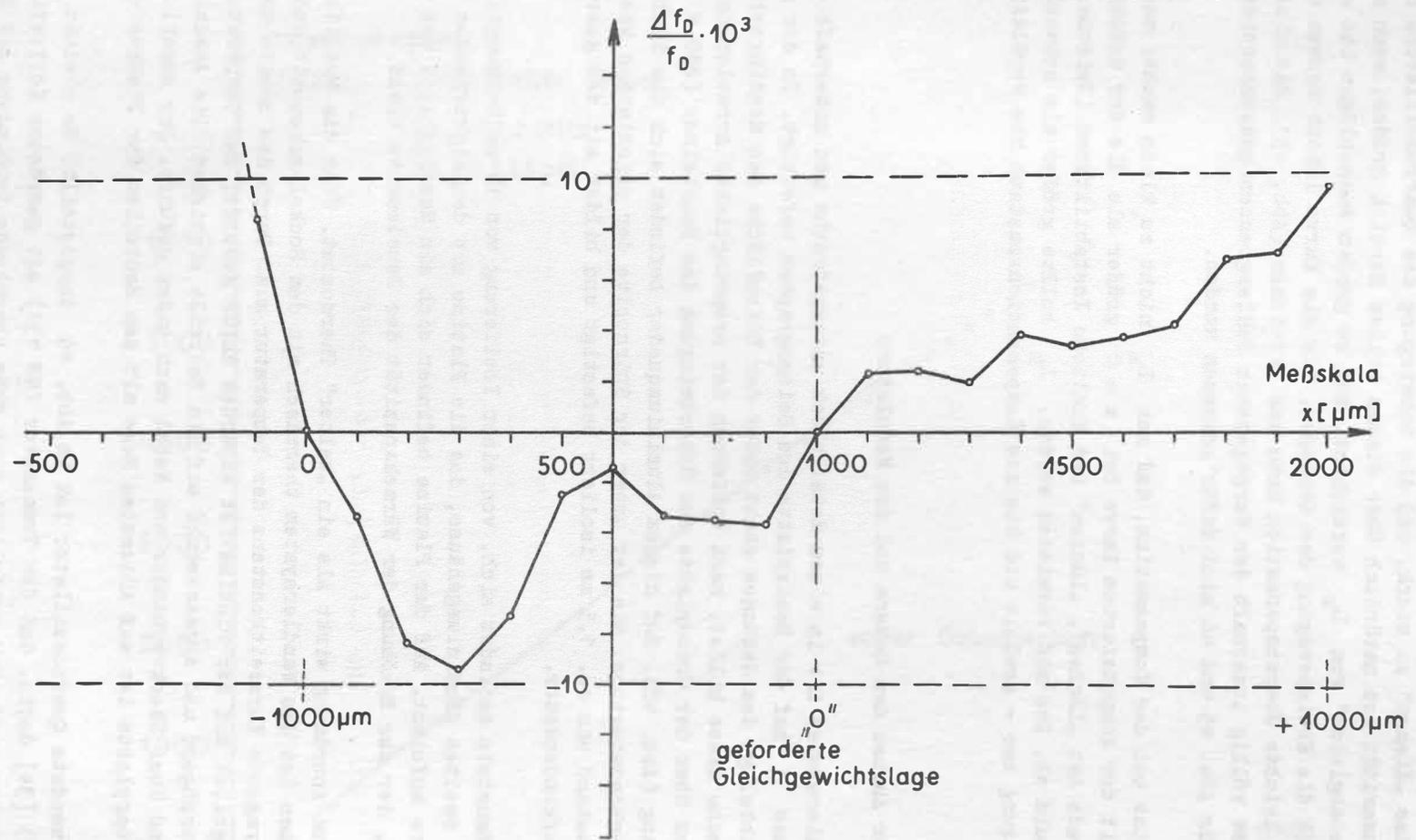


Abb. 64

Möglich ist die Ausweitung des Geberbereiches bis auf ca. 0 ... 4,5 mm (Abb. 47). Danach ist das „Ziehen“ zu stark, und die Schwingung des Quarzoszillators reißt ab. Die Nichtlinearität ist natürlich über diesen vollen Bereich größer, wenn man auf einen „Feinstabgleich“ von  $L_k$  verzichtet. Bei so großen Ausschlägen ist es auch hauptsächlich die Kreisbewegung des Gehänges, die die Kurve leicht konvex werden läßt. Durch leichte Überkompensation kann man erreichen (Abb. 45), daß diese Kreisbewegung fast völlig innerhalb der vorgegebenen Fehlergrenzen auskompensiert wird. Die Werte für Abb. 45 und 46 sind dafür gemessen worden.

Wichtig ist bei der Kompensation, daß man  $L_k$  nicht zu klein macht; sonst ist die Steilheit der kompensierten Kurve bei  $x \approx 0$  größer als die der unkompensierten, und die Gerade hat „Löcher“, „Lücken“ und ähnliche Instabilitäten (Zwischenmaxima) und reißt bald ab. Das muß vermieden werden.  $L_k$  sollte größer als notwendig - von der Abschätzung her - gewählt und bis zum Kompensationszustand hin verkleinert werden.

### 5.5.2.3. Der Aufbau des Gebers und des Modulators

Das Wandler-System ist in einem Metallblock untergebracht und unterhalb der seismischen Masse  $M$  auf der Basisplatte des Seismographen befestigt. In der geforderten Gleichgewichtslage des Gehänges steht unter der Stirnfläche des Messingzylinders, der die seismische Masse bildet, nach Entfernen der ursprünglichen Arretierungen eine Höhe von 83 mm über der Grundplatte zur Unterbringung des Bausteines (280 x 190 x 70 mm) zur Verfügung (Abb. 48). Auf diesem Aluminiumquader befindet sich die isolierte Platine des Geberkondensators. Sie ist unter der Stirnseite der seismischen Masse in einem Nullpunkt-Abstand von ca. 1,5 mm isoliert befestigt und bildet mit der geerdeten Masse den Geberkondensator.

In dem Baustein befindet sich, von einer Isolierung von 10 mm Schaumpolystyrol umgeben, ein zweites Aluminiumgehäuse, das die Platine mit den elektrischen Bauteilen des Wandlers aufnimmt. Auf der Platine befindet sich ein Messingblock von ca. 60 cm<sup>3</sup> Rauminhalt, der zur Erhöhung der Wärmekapazität der Bauelemente dient.

*Alu hat 2,3fache Wärmekapazität v. Messing*

Die ganze Anordnung wirkt als ein „kalter“ Thermostat. Über die Metallteile des Seismographen ist das Wandler-System thermisch mit dem Sockel gekoppelt und nutzt dessen hervorragende Kurzzeitkonstanz der Temperatur aus. Durch das zweite Gehäuse und den Messingblock auf der Platine ist außerdem dafür gesorgt, daß Temperaturänderungen nur sehr verzögert und abgeschwächt auf die Bauteile einwirken. Die Anschlüsse der Platine sind über Steckverbinder und Kabel nach außen geführt. Der Anschluß der isolierten Geberplatte ist auf kürzestem Wege mit den Bauteilen der Platine verbunden.

Der verwendete Quarzoszillator ist in Abb. 49 dargestellt. Er gleicht dem von KYLE (1967) [34] darin, daß der Transistor (SF 131) mit geerdetem Kollektor und Gehäuse betrieben wird. Das ermöglicht eine gute thermische Verbindung mit dem Metallkörper auf der Platine und schließt einige - evtl. schwankende - Streukapazitäten des Kollektors und Gehäuses gegen Masse und andere Bauteile aus. Das Gehäuse des Quarzes  $Q$  ist ebenfalls im Metallkörper untergebracht. Quarz und Transistor liegen damit auch gut mechanisch fest.

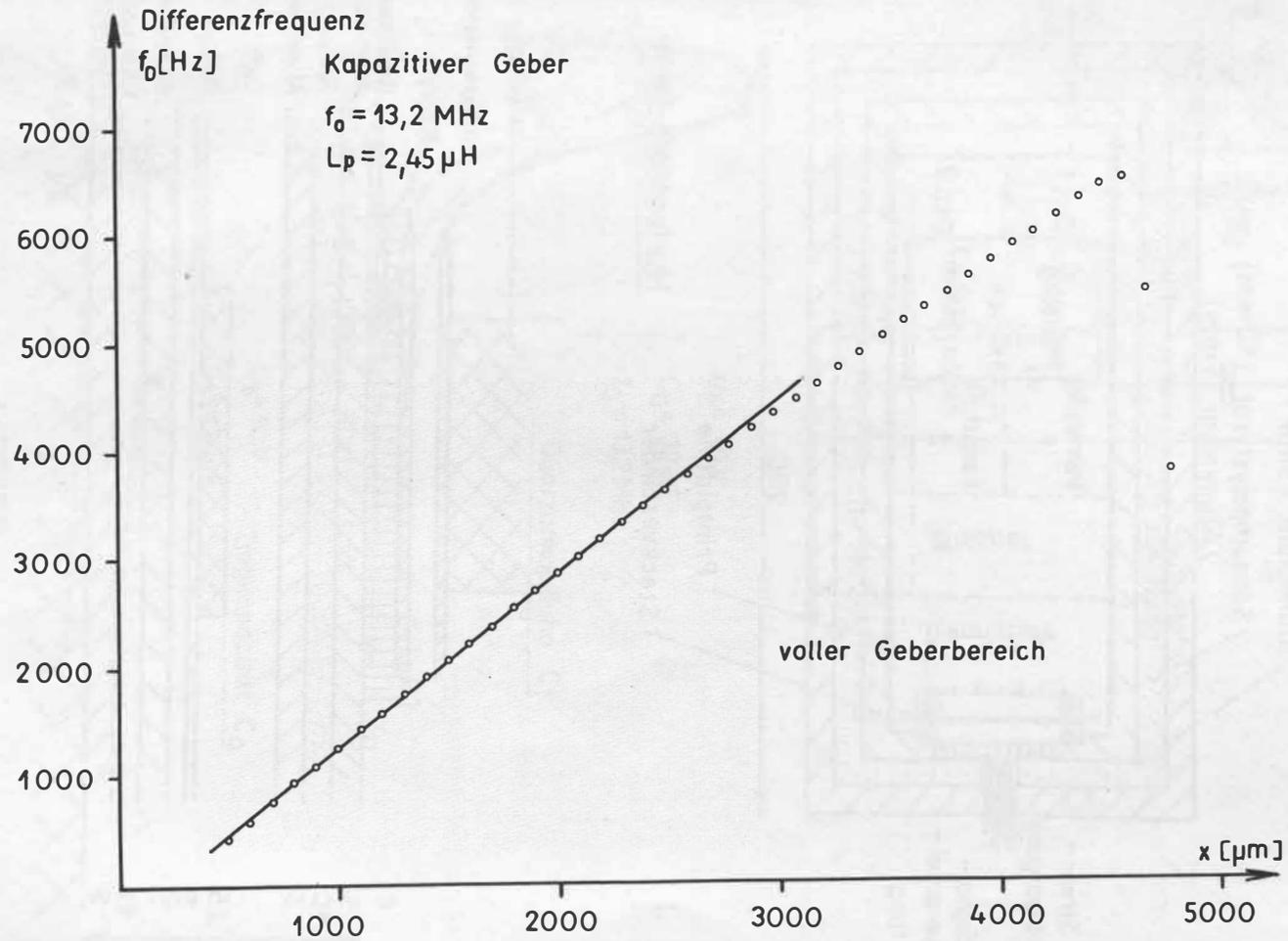
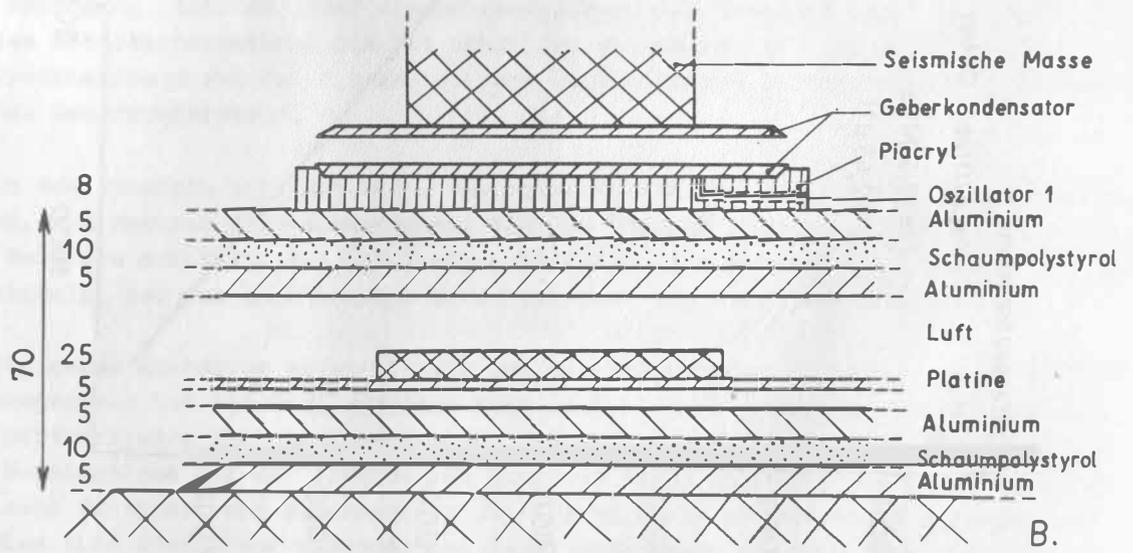
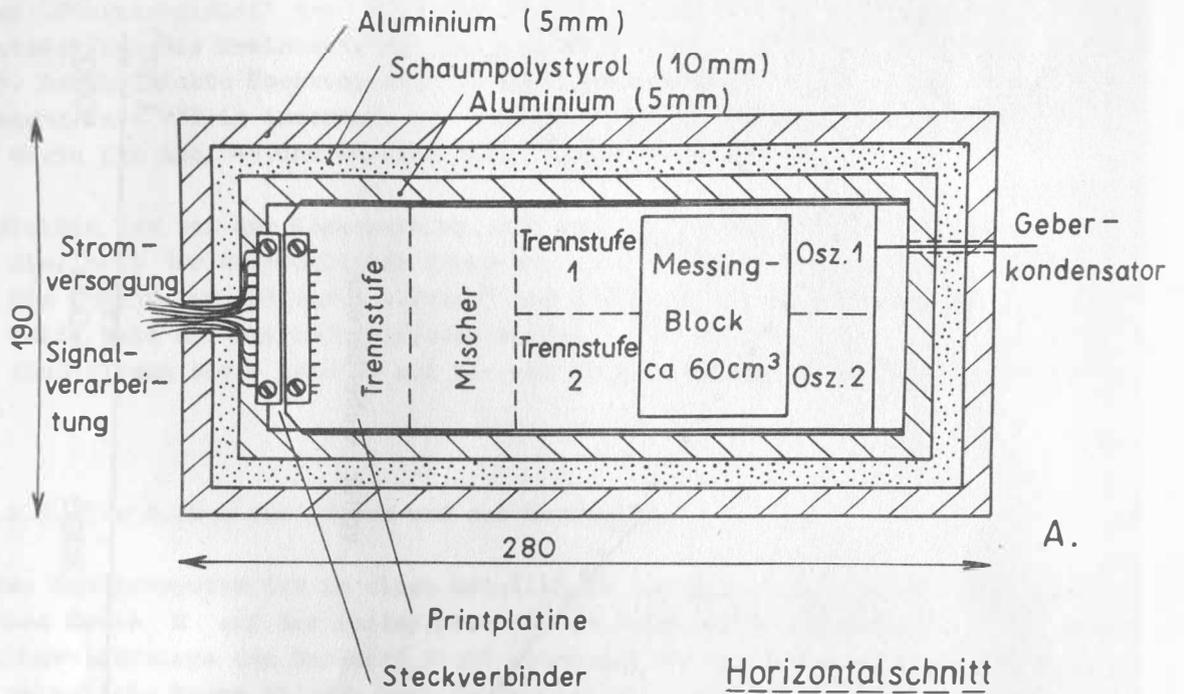


Abb. 47



WANDLERBAUSTEIN

GESTELL

Vertikalschnitt

Abb. 48

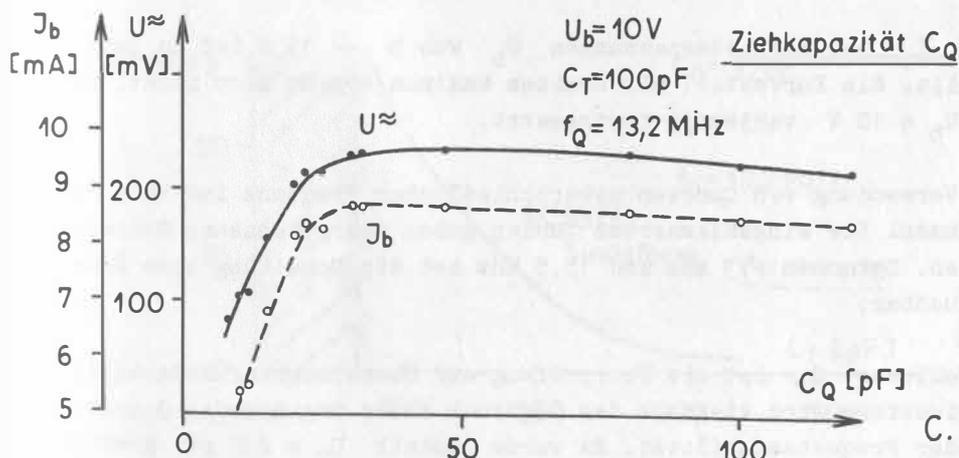
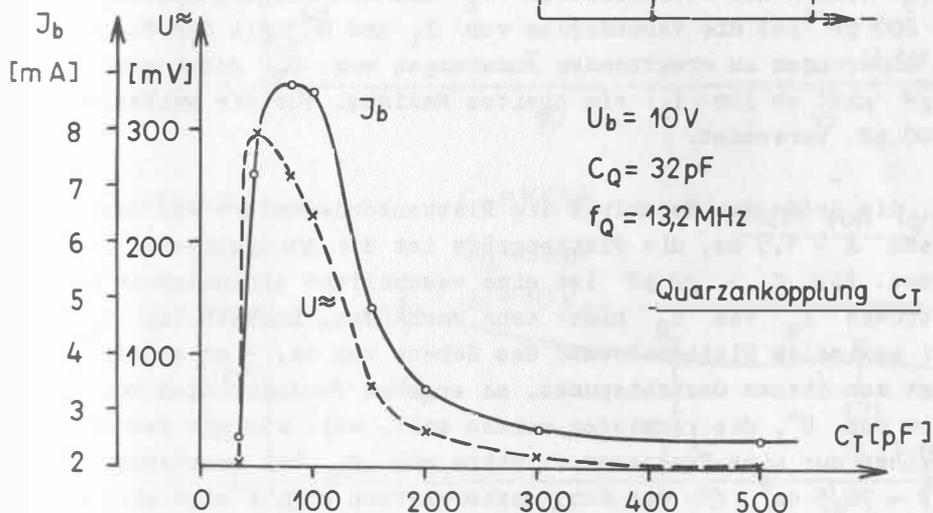
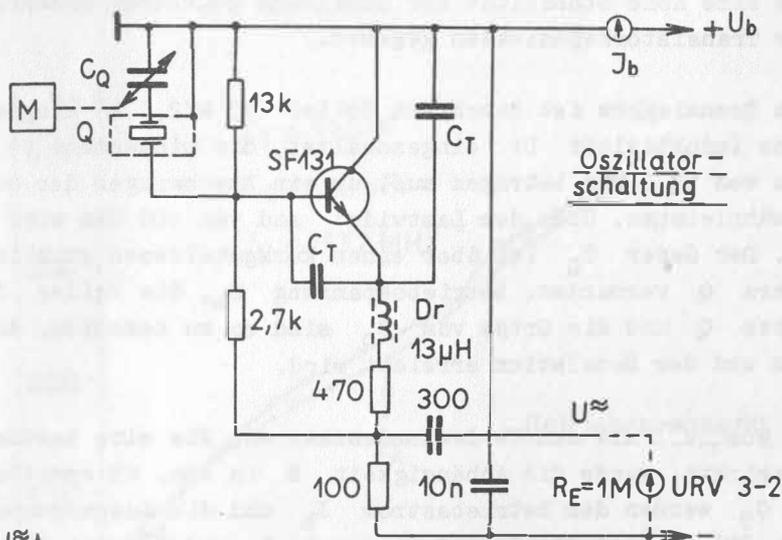


Abb. 49

Die Rückkopplung der Schaltung wird durch die Teilerkapazitäten  $C_T$  erreicht, die dem Betrag nach sehr groß gegenüber den Transistorkapazitäten sind, denen sie parallel liegen. Damit ist eine hohe Stabilität der Schaltung gegenüber Beeinflussungen durch Veränderungen der Transistorkapazitäten gegeben.

Der Arbeitspunkt des Transistors ist durch den Teiler  $13 \text{ k}/2,7 \text{ k}$  eingestellt. Im Emitterzweig ist eine Induktivität  $D_r$  eingeschaltet, die mindestens  $13 \mu\text{H}$  bei einem verwendeten Quarz von  $13,2 \text{ MHz}$  betragen muß, um ein Anschwingen der Oszillatorschaltung sicher zu gewährleisten. Über dem Lastwiderstand von  $100 \text{ Ohm}$  wird die Spannung  $\tilde{U}$  ausgekoppelt. Der Geber  $C_Q$  ist über einen kurzgehaltenen stabilen Anschlußdraht mit dem Quarz  $Q$  verbunden. Betriebsspannung  $U_b$ , die Teiler  $C_T$ , die Frequenz  $f_Q$  des Quarzes  $Q$  und die Größe von  $C_Q$  sind so zu bemessen, daß höchste Stabilität der Frequenz und der Modulation erreicht wird.

Für die Veränderung von  $\tilde{U}$  mit den Teilerkondensatoren, die eine bestimmte Ankopplung des Quarzes bewirken, wurde die Abhängigkeit  $B$  in Abb. 49 ermittelt. Bei einer Veränderung von  $C_T$  werden der Betriebsstrom  $I_b$  und die Ausgangsspannung  $\tilde{U}$  gemessen. Für  $C_T > 200 \text{ pF}$  ist die Veränderung von  $I_b$  und  $\tilde{U}$  mit den durch Temperatureinflüsse und Alterungen zu erwartenden Änderungen von  $C_T$  nicht mehr bedeutend. Bei  $C_T \approx 100 \text{ pF}$  gibt es für  $I_b$  ein breites Maximum. Für die weiteren Messungen wurde  $C_T = 100 \text{ pF}$  verwendet.

Für die Wahl von  $C_Q$ , die Größe der Kapazität des Plattenkondensators und damit, bei einem Nullpunktastand  $A = 1,5 \text{ mm}$ , die Plattengröße ist die Abhängigkeit  $C$  in Abb. 49 aufgenommen worden. Für  $C_Q > 32 \text{ pF}$  ist eine wesentliche Abhängigkeit der Spannung  $\tilde{U}$  und des Stromes  $I_b$  von  $C_Q$  nicht mehr vorhanden. Deshalb ist  $C_Q$  so zu wählen, daß es bei maximalem Plattenabstand des Gebers von ca.  $3 \text{ mm}$  größer als  $32 \text{ pF}$  ist. Vernachlässigt man diesen Gesichtspunkt, so ergeben Veränderungen von  $C_Q$  eine Amplitudenmodulation von  $\tilde{U}$ , die vermieden werden soll, weil wir mit dem Ausschlag  $x$  des Seismographen nur eine Frequenzmodulation von  $f_Q$  bei konstantem  $\tilde{U}$  erreichen wollen. Mit  $F \approx 78,5 \text{ cm}^2$  für die Kondensatorplatten ergibt sich eine Kapazität von  $C_Q = C_G^0 = 46 \text{ pF}$  bei  $A = 1,5 \text{ mm}$  Plattenabstand.

Die Stromaufnahme  $I_b$  bei Betriebsspannungen  $U_b$  von  $5 \dots 15 \text{ V}$  ist in Teil A der Abb. 50 dargestellt. Ein Kurventeil mit breitem Maximum ergibt sich nicht. Die Spannung wurde mit  $U_b = 10 \text{ V}$  vorläufig festgesetzt.

Das Ergebnis der Verwendung von Quarzen unterschiedlicher Frequenz ist Teil B der Abb. 50 zu entnehmen. Die eingeklammerten Zahlen geben die gemessenen Stückzahlen einer Quarzfrequenz an. Zwischen  $7,3 \text{ MHz}$  und  $15,5 \text{ MHz}$  ist die Schaltung ohne Änderung der Bauteile gut brauchbar.

Zur endgültigen Wahl von  $C_T$  ist die Überprüfung auf Übersteuerung maßgebend. Abweichungen von der Sinusform sind vielfach der Ausdruck einer beginnenden Quarzüberlastung zuungunsten der Frequenzstabilität. Es wurde deshalb  $C_T = 200 \text{ pF}$  gewählt.  $\tilde{U}$  ist dabei noch groß genug, um die nachfolgenden Stufen anzusteuern.

$f_Q$  wird in seiner Größe durch den Frequenzhub und die Bedingung

$$(453) \quad |f'_s - f_s| < 10^{-3} f_s$$

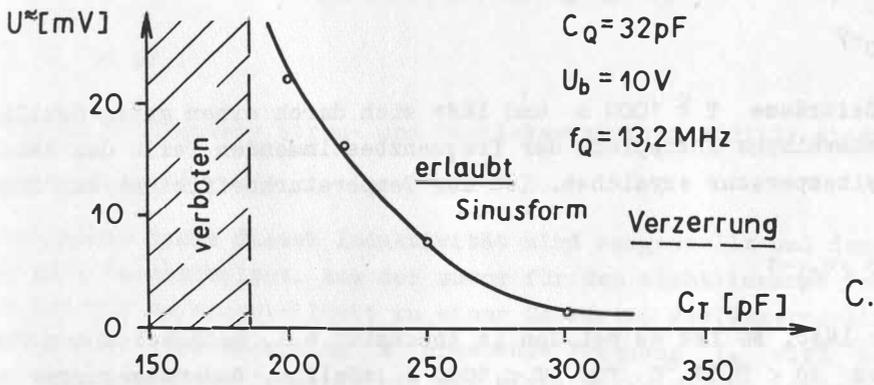
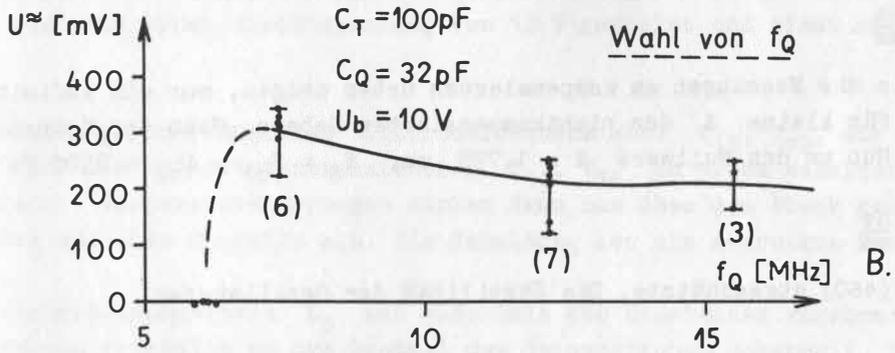
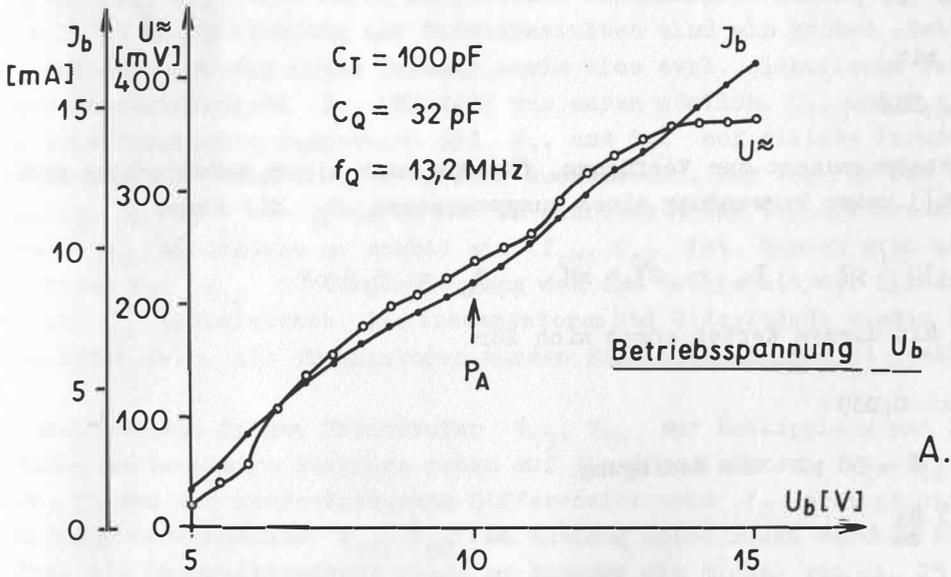


Abb. 50

bestimmt (AWENDER u. SANN 1953[2]). Mit einer Forderung

$$(454) |f'_g - f_s|_{\text{Max}} \approx 4 \text{ kHz}$$

für die obere Grenzfrequenz des Niederfrequenzbandes in der Fernübertragung wird

$$(455) f_g > 4 \cdot 10^6 \text{ Hz} .$$

Es standen Quarze mit

$$(456) f_g = 13,2 \text{ MHz}$$

und günstigen Außenabmessungen zur Verfügung, für die nach einem Meßvorschlag (RHODE u. SCHWARZ 1969[56]) unter Verwendung eines ausgemessenen  $C_Q$  die Werte

$$(457) C_1 = 6,2 \cdot 10^{-3} \text{ pF} , \quad L_1 = 23,4 \text{ mH} , \quad C_0 = 5,2 \text{ pF}$$

ermittelt wurden. Mit diesen Werten ergab sich für

$$(458) \xi = \frac{C_1}{C} < 0,089$$

nach Näherung mit  $C \approx 50 \text{ pF}$  die Bedingung

$$(459) a \leq 8 \cdot 10^5 \frac{\text{Hz}}{\text{mm}} .$$

Das läßt sich gut einhalten. Der Frequenzhub  $a$  wird mit (457) und (450)

$$(460) a \approx 588 \frac{\text{Hz}}{\text{mm}} .$$

Das ist jedoch, wie die Messungen am kompensierten Geber zeigen, nur ein infinitesimal gültiger Wert für kleine  $A$  des nichtkompensierten Gebers. Nach der Kompensation (Abb. 45) ist der Hub um den Nullwert  $A = 1,775 \text{ mm}$ ,  $f_D = f_{01} - f_{02} \approx 2500 \text{ Hz}$  mit

$$(461) a = 1560 \frac{\text{Hz}}{\text{mm}}$$

größer als der in (460) abgeschätzte. Die Stabilität der Oszillatoren

$$(462) \frac{\Delta f}{f} = \frac{a \cdot x}{f}$$

muß für eine noch erfaßbare Bodenbewegung von  $x \leq 10^{-3} \text{ mm}$

$$(463) \frac{\Delta f}{f} \leq 1,2 \cdot 10^{-7}$$

sein. Das gilt für Zeiträume  $T \leq 1000 \text{ s}$  und läßt sich durch einen guten Oszillatortwurf und die thermische Ankopplung der frequenzbestimmenden Teile des Wandler-systems an die Sockeltemperatur erreichen. Ist der Temperaturkoeffizient der Schaltung

$$(464) \frac{1}{f} \frac{\Delta f}{\Delta \vartheta} \approx 10^{-6} [^{\circ}\text{C}]^{-1} ,$$

was sich realisieren läßt, so ist es bei den in Abschnitt 4.1. nachgewiesenen Temperaturschwankungen von  $\Delta \vartheta < 0,01 \text{ }^{\circ}\text{C}$  für  $T < 1000 \text{ s}$  möglich, Bodenbewegungen von

$$(465) x < 0,1 \text{ } \mu\text{m}$$

zu erfassen.

Abb. 51 zeigt die vollständige Schaltung des Wandlerbausteins.  $T_{11}$ ,  $T_{12}$  bilden den Differenzoszillator zur Erzeugung einer Differenzfrequenz  $f_D \approx 2600$  Hz bei  $x = 0$ . Es werden gleiche Quarze (13,2 MHz) verwendet und  $f_{01}$ ,  $f_{02}$  so gegeneinander versetzt, daß  $f_D$  eingestellt werden kann.  $Q_{11}$  arbeitet nur mit dem Geberkondensator  $C_G(x)$ , bei  $Q_{12}$  wird durch aufgeteilte Serienkondensatoren bei  $x = 0$   $f_D$  eingestellt. Durch Aufteilung der Ziehkapazitäten sind ein grobes „Setzen“ von  $f_{02}$  und ein Feinabgleich mit einem Trimmer sowie eine evtl. elektrische Feinabstimmung mit einer Kapazitätsdiode  $D_{11}$  (SA 128) von außen möglich.  $Q_{11}$  und  $Q_{12}$  sind auf etwa gleiche Schwingspannung ausgesucht und  $T_{11}$  und  $T_{12}$  auf gleiche Parameter mit einer Abweichung von höchstens einigen Prozent ausgemessen. Das ist für das Differenzprinzip wichtig, da beide Oszillatoren nur in gleichem Sinne temperaturabhängig sein dürfen, damit  $f_D$  mindestens so stabil wie  $f_{01}$ ,  $f_{02}$  ist. Danach sind auch die Ziehkondensatoren von  $Q_{12}$  im Temperaturgang dem des Gebers mit der Linearisierungsinduktivität  $L_p$  anzugleichen. Die Kondensatoren und Widerstände müssen kontaktsicher und verlustarm sein. Als Transistoren wurden Siliziumtypen SF 131 gewählt.

Den Oszillatoren folgen Trennstufen  $T_{13}$ ,  $T_{14}$  zur Entkopplung und Impedanzwandlung. *temperaturabhängiger als Ge*  
 Deren niederohmige Ausgänge gehen auf die Transistoren  $T_{15}$ ,  $T_{16}$  des Balance-mischers, in dem die niederfrequente Differenzfrequenz  $f_D$  erzeugt und die hochfrequenten Trägerschwingungen  $f_{01}$ ,  $f_{02}$  am Ausgang unterdrückt werden. Nach einer Trennstufe mit Polaritätsumkehr steht am Ausgang ein Signal von ca. 25 mV an einem Widerstand von 600 Ohm gegen Masse zur Weiterführung auf Kabeln bereit. Der Wandlerbaustein wird mit einer Gleichspannung von 12 V gespeist und nimmt ca. 50 mA Strom auf.

Zur Erzielung einer stabilen Differenzfrequenz sind  $T_{11}$ ,  $T_{12}$ , die Quarze  $Q_{11}$ ,  $Q_{12}$  und auch die Trennstufentransistoren  $T_{13}$ ,  $T_{14}$  in einem massiven Messingblock untergebracht. Temperaturänderungen wirken dann nur über den Block gedämpft und gleichmäßig auf alle Bauteile ein. Die Schaltung ist als gedruckte Platine ausgeführt.

Die Linearisierungsspule  $L_p$  ist außerhalb des Bausteines angebracht. Sie ist jedoch thermisch ebenfalls an das Gestell des Seismographen gekoppelt. Zur Bestimmung von  $L_p$  wurden die zu kompensierenden Kapazitäten abgeschätzt. Den größten Anteil liefert

$$(466) \quad C_G^\infty \approx 55 \text{ pF} .$$

Damit wird, da noch andere Streu- und Schaltkapazitäten additiv eingehen,

$$(467) \quad L_p < 3,18 \text{ } \mu\text{H} .$$

Eine abgleichbare Spule dieser Induktivität wird hergestellt und dem Geber zur Linearisierung parallelgeschaltet. Aus der zuvor für den nichtlinearen Geber aufgenommenen Kurve ist die Anfangssteilheit zu einer Gerade zu verlängern. Die sich daraus beim größten positiven Ausschlag  $x$  ergebende Frequenz  $f_D$  wird nun mit der Spule  $L_p$  durch Verringern der Induktivität mit Hilfe einer Meßuhr und eines Zählfrequenzmessers, der hinter dem Wandler betrieben werden kann, eingestellt. Die ganze Kurve ist dann punktweise aufzunehmen, mit negativem  $x$  beginnend, um Lücken oder Zwischenmaxima zu erkennen, die auf Überkompensation hindeuten. Die Größe von  $L_p$  wird ausgemessen und eine stabile Kompensationsspule dafür angefertigt, die in das Gerät



eingesetzt wird. Im vorliegenden Labormuster war das ein mit Kunstharz vergossener verlustarmer Toroid, der stabil am Wandlerbaustein befestigt wurde. Zum Feinabgleich werden die zur Anbringung notwendigen Drahtenden gebogen und damit die zuvor ermittelte Kurve wieder eingestellt. Es ergab sich für das Mustergerät

$$(468) L_p = 2,45 \mu\text{H}.$$

Der Fehler von  $L_p$  muß bei der Herstellung der Festinduktivität kleiner als 1 % sein.

Die Linearisierung gelang für  $-1 \text{ mm} \leq x \leq +1 \text{ mm}$  bis zu einem Restfehler von  $< 1 \%$  (Abb. 45 und 46). Dabei ist die Kreisbewegung des Gehänges, das die eine Kondensatorplatte trägt, durch eine leichte elektrische Überkompensation für diesen Bereich eliminiert.

Damit ergibt sich für die insgesamt auftretenden Parasitärkapazitäten aus (468) und (445), (446)

$$(469) \bar{C}_p \approx 60 \text{ pF}.$$

Wegen  $C_G^\infty \approx 55 \text{ pF}$ ,  $C_o = 5,2 \text{ pF}$  besagt das, daß für die Kompensation überschlägig

$$(470) \bar{C}_p \approx C_G^\infty + C_o$$

als Konkretisierung von (445) für die Bestimmung von  $L_p$  gesetzt werden kann.

Die Temperaturkoeffizienten  $TK_Z$  der Ziehkondensatoren, des Gebers und der Kompensationsinduktivität liefern zum Temperaturkoeffizienten des Quarzes  $TK_Q$  einen Beitrag. Der neue  $\overline{TK}_Q$  ist nach AWENDER u. SANN (1953) [2]

$$(471) \overline{TK}_Q = TK_Q - \frac{1}{2} |v_Z| TK_Z$$

mit  $v_Z$  als Ziehverstimmung  $\Delta f/f$ . Bei üblichen Werten

$$(472) TK_Z \approx 10^{-4}$$

und einer Ziehverstimmung von

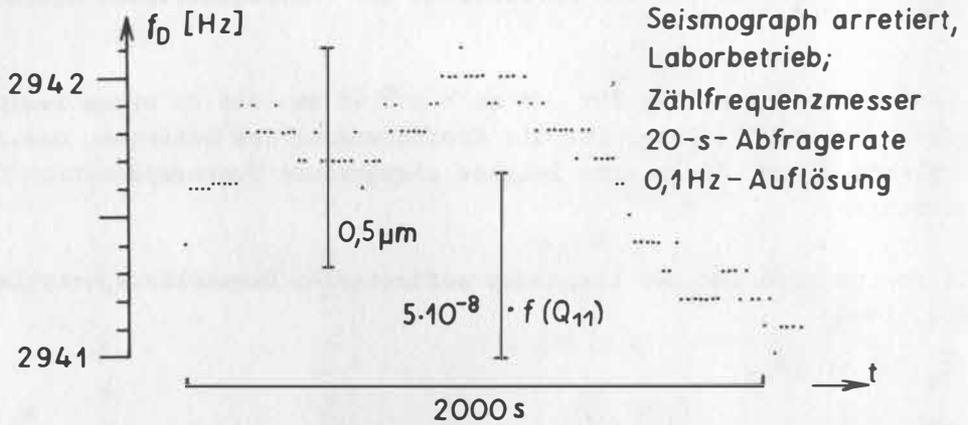
$$(473) v_Z \approx 10^{-4}$$

ist der Beitrag

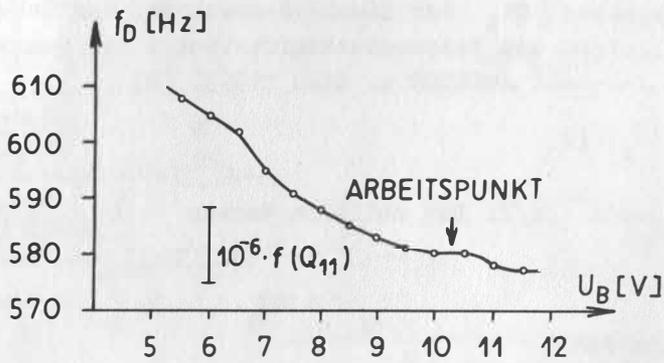
$$(474) \overline{TK}_Q = TK_Q - 5 \cdot 10^{-9}.$$

Dadurch wird der  $TK_Q$  normalerweise nicht wesentlich beeinflusst. Bezieht man die Ziehelemente, den Geber und die Kompensationsspule  $L_p$  mit in den Temperaturhaushalt des Sockels ein, so ist klar, daß die Linearisierung stabil ist und keinen großen Zusatzfehler bringt.

In Abb. 52 A sind als Aussage über die Wandlerstabilität bei arretiertem mechanischem Empfänger die an einem Zählfrequenzmesser abgelesenen Frequenzwerte (20-s-Abfragerate) aufgetragen. Der Seismograph mit Wandlersystem befand sich im Labor und war etwa 5 Std. thermisch eingelaufen. Die äußeren Abschirmungen waren nicht auf dem



A. WANDLER STABILITÄT



B. OSZILLATOR STABILISIERUNG

Abb. 52

Seismographen. Im Labor befinden sich Wärmequellen (z. B. Gebläse des Zählfrequenzmessers).

Die Darstellung zeigt einen langperiodischen Gang von

$$(475) \Delta f_D < \frac{0,5 \mu\text{m}}{1000 \text{ s}}.$$

Dem würde, bezogen auf die Quarzgrundfrequenz  $f(Q_{11})$ , ein Fehler von

$$(476) \Delta f_D \leq 5 \cdot 10^{-8} f(Q_{11})$$

für diesen Zeitraum entsprechen,  $f(Q_{12})$  dabei als konstant angenommen. Da durch die Mischung  $f_D$  weit unter  $f(Q_{11})$ ,  $f(Q_{12})$  liegt,

$$(477) f_D \approx f(Q_{11}) \cdot 10^{-4},$$

entspricht diesem Gang  $\Delta f$  nur ein

$$(478) \Delta f_D \approx 5 \cdot 10^{-4} f_D$$

und wegen

$$(479) |f_D| \approx 1 \text{ mm}$$

die in (475) angeführten  $0,5 \mu\text{m}$ . Da heute bei langperiodischen Geräten die sonst allgemein geforderte untere Schwelle von  $\leq 1 \mu\text{m}$  Störfreiheit nicht mehr ausreicht, ist aus (477) sofort einzusehen, daß die Kurzzeitkonstanz ( $T \approx 1000 \text{ s}$ ) der Oszillatoren sehr hoch getrieben werden muß. Die  $5 \cdot 10^{-8}$  aus (476) sind zu unterbieten, und damit ist man bei einer Größenordnung, in der die Effekte aus den Ziehkondensatoren schon Störbeiträge liefern können. Wie sich im Stationsbetrieb zeigt, sind wegen der guten thermischen Konstanz des Sockels und der Beschneidung der längerperiodischen Driften im Signalweg die Störbeiträge so gering, daß mit hoher Vergrößerung ( $V \approx 10\,000$ ) registriert werden kann.

Um eine weitgehende Unabhängigkeit von Spannungsschwankungen  $\Delta U_B$  zu bekommen, wurde für den kompletten Differenzoszillator ein besonders günstiger Arbeitspunkt gesucht (Abb. 52 B). Bei  $10,2 \text{ V}$  ist ein Plateau mit einer Breite von  $\approx \pm 0,3 \text{ V}$  vorhanden. Die gemeinsame Betriebsspannung beider Zweige des Differenzoszillators wurde auf diese  $10,2 \text{ V}$  eingestellt. Damit bewirken die nach den stabilisierten Netzbausteinen noch verbleibenden geringen Restwelligkeiten der Versorgungsspannung minimalste Frequenzänderungen.

#### 5.5.2.4. Die Demodulatoreinheit

Das modulierte Trägersignal  $f_D$  wird über Kabel zu einem Einschub geleitet, der die Demodulatoreinheit und die Filter des Regelkreises und des Signalzweiges enthält. Die Baugruppen sind auf Steckkarten einheitlicher Größe (Universalplatinen in gedruckter Schaltung) untergebracht.

Die Vorverstärker und Trennstufen (Abb. 53) haben die Aufgabe, den modulierten Träger  $f_D$  vor der Demodulation auf einen bestimmten Pegel anzuheben und über ge-

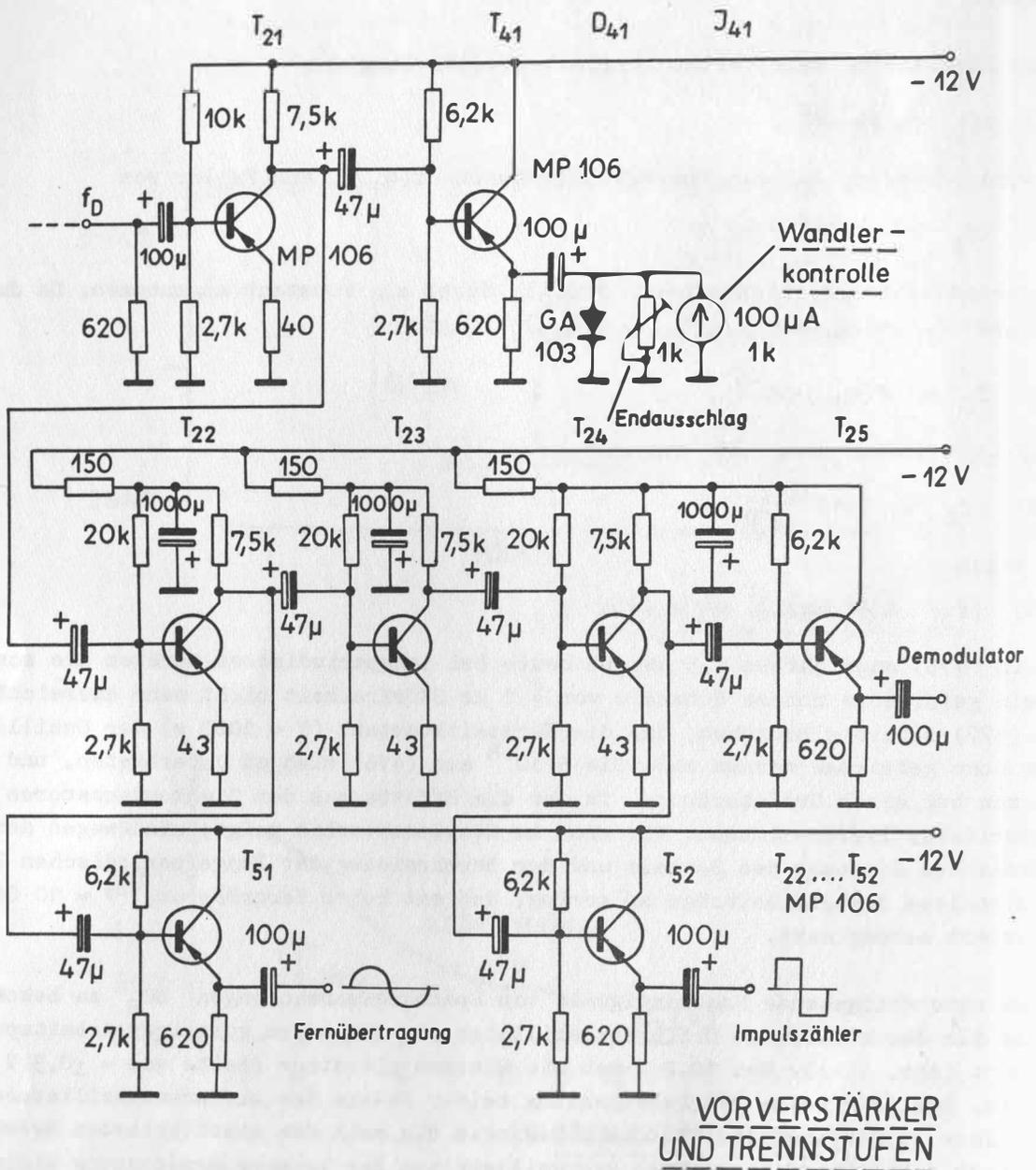


Abb. 53

trennte Ausgänge zur weiteren Verwendung nach außen zu führen. Zur Kontrolle für verschiedene Funktionen sind in den Einschub vier Meßinstrumente eingebaut. Vorverstärker und Trennstufen sind mit dem sowjetischen pnp-Si-Transistor MP 106 bestückt.

$T_{21}$  übernimmt das Signal vom Kabel. Der Widerstand am Eingang sorgt für einen definierten Abschluß des Kabels vor dem Koppelkondensator. Am Ausgang von  $T_{21}$  wird das Signal aufgeteilt.  $T_{41}$  arbeitet als Signalstärkemesser mit einem Instrument von  $100 \mu A$  für die Wandlerkontrolle. Da der Wandlerbaustein durch die Abschirmungen nicht zugänglich ist, können hier der richtige Anschluß und die Funktion am Instrument überprüft werden.

An  $T_{21}$  schließen sich die Stufen  $T_{22} \dots T_{25}$  an, die wie  $T_{21}$  etwa 7fach je Stufe verstärken und begrenzen. Hinter  $T_{22}$  trennt  $T_{51}$  ein Sinussignal von ca. 1 V an  $620 \text{ Ohm}$  für die Fernübertragung, oszillographische Kontrolle, Magnetbandaufzeichnung o. ä. ab.  $T_{23}$  und  $T_{24}$  begrenzen die Sinusschwingung  $f_D$  zu einem gut symmetrischen Rechteckwellenzug, der über die Trennstufe  $T_{25}$  zum Demodulator gelangt und über  $T_{52}$  zu einem Ausgang, an dem ein Zählfrequenzmesser zur Eichung betrieben wird. Es steht hier schon ein digitales Signal in Zeitverschlüsselung zur Verfügung, das über einen Impulzzähler in einen anderen Code umgesetzt und dann zur Einspeisung in ein Lochersystem oder unmittelbar in einen Digitalrechner benutzt werden kann.

$T_{22} \dots T_{25}$  sind in der Stromversorgung über RC-Kombinationen entkoppelt, deren Siebfaktor größer als die Stufenverstärkung der Transistoren ist. Die Entkopplung ist notwendig, um Störungen zwischen den Stufen über die Spannungsquelle zu vermeiden, die sich noch nach der Demodulation im seismischen Signal bemerkbar machen können. -  $T_{21}$  und  $T_{41}$  bilden die Platine „Signalstärkemesser“,  $T_{22} \dots T_{25}$  die „Vorverstärkerplatine“,  $T_{51}$  und  $T_{52}$  die „Trennstufenplatine“, die räumlich voneinander getrennt im Einschub als Steckkarten untergebracht und über die Steckverbinderverkabelung verbunden sind.

Der Demodulator (Abb. 54 A) besteht aus einem SCHMITT-Trigger  $T_{31}$ ,  $T_{32}$  mit nachfolgender Integrationsstufe  $T_{33}$  als eigentlichem Demodulator. Es werden Si-Transistoren SF 131 verwendet. Die Demodulation einer frequenzmodulierten Schwingung  $f_D$  in solcher Weise ist auch in UKW-Empfängern (FLORIN u. ROHRBECK 1965[24]) und anderen Meßgeräten üblich. Der Trigger normiert das Eingangssignal sehr gut und beseitigt die letzte Amplitudenabhängigkeit. Da er jedoch selbst auch einen Ziehbereich hat (Abb. 54 B), ist die Vorverstärkung so ausgelegt, daß als  $U_{EIN}$  etwa 1,5 Volt angeboten werden, die in dem Bereich liegen, in dem die Ausgangsspannung  $U_{AUS}$  nicht mehr von  $U_{EIN}$  abhängt.

Die Demodulatorkennlinie besitzt einen linearen Teil von Null bis zu einer Grenzfrequenz  $f_{GR}$ , die von der Größe des Integrationskondensators  $C_{INT}$  abhängt (Abb. 54 C). Mit den Werten der Bauteile der Abb. 54 ergeben sich für die Grenzfrequenz  $f_{GR}$  und den Demodulationshub  $\hat{a}$  im linearen Teil der Demodulatorkennlinie

$$(480) \quad f_{GR} \approx \frac{100}{C_{INT} [\mu F]} [\text{Hz}] ,$$

$$(481) \quad \hat{a} \approx \frac{6,5}{f_{GR}} \left[ \frac{\text{V}}{\text{Hz}} \right]$$

mit



$$(482) U_{AUS} = \hat{a} f_{GR} [V] .$$

$R_A$  und  $C_A$  am Ausgang des Demodulators bilden einen Tiefpaß, der die obere Grenzfrequenz der  $\ddot{U}$ -Kurve festlegt. Mit  $R_A = 8,3 \text{ k}$  und  $C_A = 2,2 \mu\text{F}$  wird die entsprechende untere Eckperiode

$$(483) T_U = 0,125 \text{ s} ,$$

und mit  $C_{INT} = 0,022 \mu\text{F}$  ist

$$(484) f_{GR} \approx 4,54 \text{ kHz} ,$$

$$(485) \hat{a} \approx 1,43 \frac{\text{V}}{\text{kHz}} .$$

Der Demodulationshub wurde mit

$$(486) \hat{a} = 2,70 \frac{\text{mV}}{\mu\text{m}} \text{ (Geber)}$$

ausgemessen, bezogen auf die Geberentfernung von 500 mm von der Drehachse. Da in die Vergrößerung der Bodenbewegung das Verhältnis von Geberabstand und Entfernung  $l$  eingeht, ist mit  $l = 404 \text{ mm}$  als reduzierter Pendellänge und  $T_0 = 1,275 \text{ s}$  als natürlicher Eigenperiode des verwendeten Gehänges der Demodulationshub

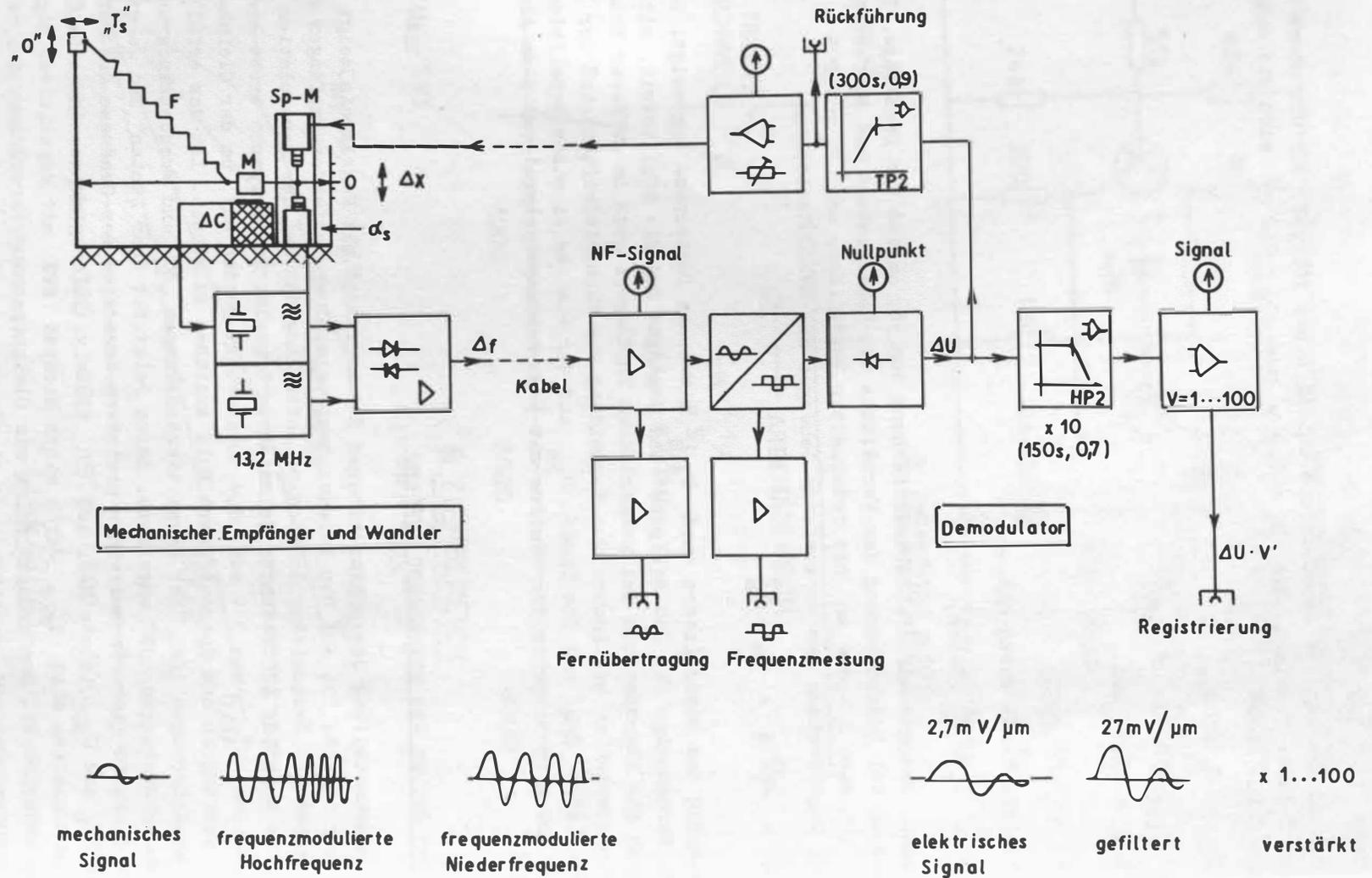
$$(487) \tilde{\alpha} = \frac{500}{l} \hat{a} = 3,33 \frac{\text{mV}}{\mu\text{m}} .$$

Am Ausgang des Demodulators wird  $U_{AUS}$  mit einem Instrument angezeigt. Damit hat man eine Fernanzeige für den Nullpunkt des Gehänges und die Möglichkeit, mit diesem Instrument die Eigenperiode des mechanischen Empfängers auch in größerer Entfernung vom Seismographen zu bestimmen. Zur Vermeidung von Kurzzeitdriften sind der Integrationstransistor  $T_{33}$  und die Diode  $D_{31}$  auf der Platine in einem Metallblock untergebracht und alle Bauteile der Platine mit 5 mm Schaumpolystyrol und 5 mm Aluminium gekapselt.

### 5.5.3. Der Aufbau des geregelten Systems

Die Gesamtschaltung des elektronischen Seismographen mit Regelkreis zeigt die Darstellung in Abb. 55. Auf den bereits besprochenen mechanischen Empfänger und das Wandlersystem mit Demodulator folgt eine Aufteilung des bei der Demodulation als elektrische Spannung auftretenden seismischen Signals. Im Nullpunkt tritt eine Gleichspannung  $U_{AUS}^0$  von 3 V auf, die unterdrückt werden muß, um der Gleichgewichtslage des Empfängers den Spannungswert Null zuordnen zu können. Ist das erfüllt, dann werden Lageänderungen  $\Delta x$  über Kapazitätsänderungen  $\Delta C$  und Frequenzänderungen  $\Delta f$  in Spannungsänderungen  $\Delta U$  umgesetzt, deren Polarität über „unten“ und „oben“ des Gehänges Auskunft gibt. Da bei einem positiven Ausschlag des Gehänges die Differenzfrequenz  $f_D$  und  $U_{AUS}$  ansteigen, ist  $\Delta U$  positiv; im entgegengesetzten Fall negativ. Im Signalweg wird  $U_{AUS}^0$  durch einen Hochpaß HP2 mit kapazitiver Signalkopplung unterdrückt. Dem Hochpaß folgt ein Gleichspannungsverstärker, der nur die Spannungsänderungen  $\Delta U$  verstärkt und die Übertragungscharakteristik nicht beeinflusst.

### Blockschaltbild „Elektronischer Seismograph“



Die Rückführung erfolgt über einen Tiefpaß 2. Ordnung TP2 mit der Verstärkung 1, der die Nullpunktspannung  $U_{AUS}^0$  durchläßt. Ein darauffolgender Differenzverstärker mit einer eingepprägten Eingangsspannung vom Betrag von  $U_{AUS}^0$  beseitigt die Nullpunktspannung. Die Lageänderungen des Gehänges erzeugen am Ausgang des Verstärkers dann wieder ihnen entsprechende positive und negative Spannungsschwankungen, die zur Regelung über ein Anpassungsglied dem Spulen-Magnet-System des mechanischen Empfängers zugeführt werden. Die Frequenz wird nur am oberen Ende durch den Tiefpaß beschnitten. Langsame Lageänderungen gelangen ungeschwächt an die Spule und regeln die Driften aus. - Im Hochpaß werden Perioden bis etwa 150 s ungeschwächt durchgelassen und die langsameren Driften vor der Registrierung eliminiert.

#### 5.5.4. Aktive Filterung unter Einsatz der Operationsverstärker-Schaltungstechnik

Zur Abtrennung des Signals und Unterdrückung der Richtigspannung des Demodulators lassen sich günstig Operationsverstärker verwenden. Mit ihnen kann man stabil verstärken und leicht Tief-, Hoch- und Bandpässe erster oder höherer Ordnung realisieren. Das ist besonders für den Tiefpaß des Regelkreises günstig, da hierbei die einzusetzenden Kapazitäten relativ klein gehalten werden können. Außerdem ist es möglich, mechanisch relativ kleine polarisierte Tantalkondensatoren einzusetzen. Das kommt der angestrebten Miniaturisierung entgegen. - Als Symbol findet in der Schaltungsdarstellung für den Operationsverstärker ein Dreieck Verwendung. Die Spitze des Dreiecks gibt die Verstärkungsrichtung an. Die Eingänge sind mit den Zahlen 1 und 2 indiziert, der Ausgang trägt die Zahl 4 (Abb. 56 A).

Ein idealer Verstärker hat eine unendlich große Verstärkung  $A$ , den Eingangswiderstand  $Z_{\text{ein}} = \infty$ , den Ausgangswiderstand  $Z_{\text{aus}} = 0$ . Er ist in der Verstärkung von Null bis zur Frequenz Unendlich konstant, besitzt keine Zeitkonstante und hat zwischen Ausgang und Eingang für alle Frequenzen die Phasendrehung von  $180^\circ$ . Er ist unabhängig von den Umweltbedingungen, hat keinen Nullpunktfehler, keine Driften und Alterungen. Wenn die Eingangsspannung  $E_i = 0$  ist, folgt immer daraus  $E_o = 0$  für die Ausgangsspannung. Es besteht also kein **S p a n n u n g s o f f s e t** (BONFIG u. GEHROLD 1971[10]).

Das trifft für einen realen Verstärker nur begrenzt zu. Der Eingangswiderstand  $Z_{\text{ein}}$  ist endlich, jedoch größer als einige hundert Kilo-Ohm. Der Ausgangswiderstand hat Werte von einigen zehn bis hundert Ohm. Der reale Verstärker weist Driften auf, hat Offsetspannungen, unterliegt Alterungen, hat eine begrenzte Verstärkung ( $>10^4$ ) und wird durch die Umweltbedingungen beeinflusst. Sein Frequenzgang ist linear zwischen der Frequenz Null und einer oberen Grenzfrequenz von meist einigen hundert Kilohertz.

Man betreibt keinen Operationsverstärker „offen“, mit voller Verstärkung, sondern versieht ihn mit einer Gegenkopplung zur Stabilisierung und einer Verstärkung von höchstens 100- bis 1000fach je Stufe (Abb. 56 B). Da die Leerlaufverstärkung ziemlich hoch ist und der Eingangswiderstand sehr groß, ergibt sich am gegengekoppelten Verstärker am Eingang 1 ein **v i r t u e l l e r N u l l p u n k t** (BONFIG u. GEHROLD 1971[10]).  $R_1$  erscheint als Eingangswiderstand, die Verstärkung ist  $R_o/R_1$  und

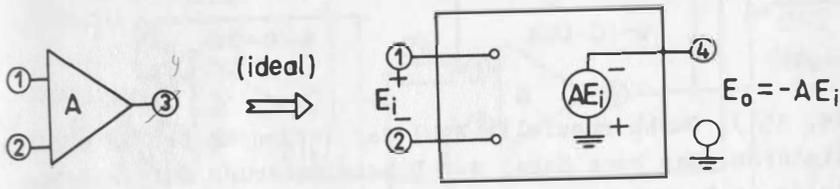
$$(488) \quad E_o = - \frac{R_o}{R_1} E_1 .$$

Das Minuszeichen entspricht der Phasendrehung von  $180^\circ$  zwischen Ausgang und Eingang.

Um Driften des Verstärkers zu kompensieren, schaltet man zwischen Eingang 2 und die gemeinsame Verbindung einen Widerstand  $R$ , dessen Größe der Parallelschaltung von  $R_o$  und  $R_1$  entspricht. Vielfach kann man  $R$  weglassen, besonders bei hochwertigen Operationsverstärkern.

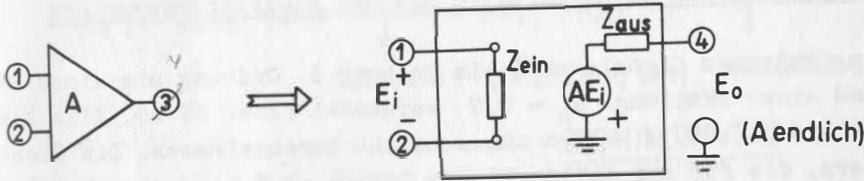
Um bestimmte Frequenzabhängigkeiten zu realisieren, kann man für die Widerstände des Rückkopplungskreises komplexe Netzwerke  $a$  und  $b$  mit den Leitwerten  $Y_{ija}$  und

IDEAL

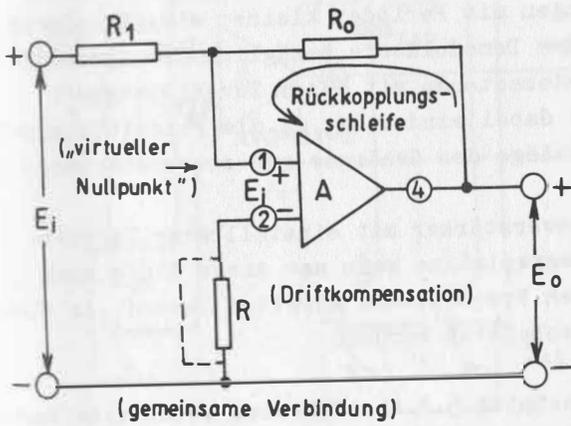


$Z_{in} = \infty, Z_{aus} = 0, A = \infty$   
 $E_o = 0$  wenn  $E_i = 0$

REAL

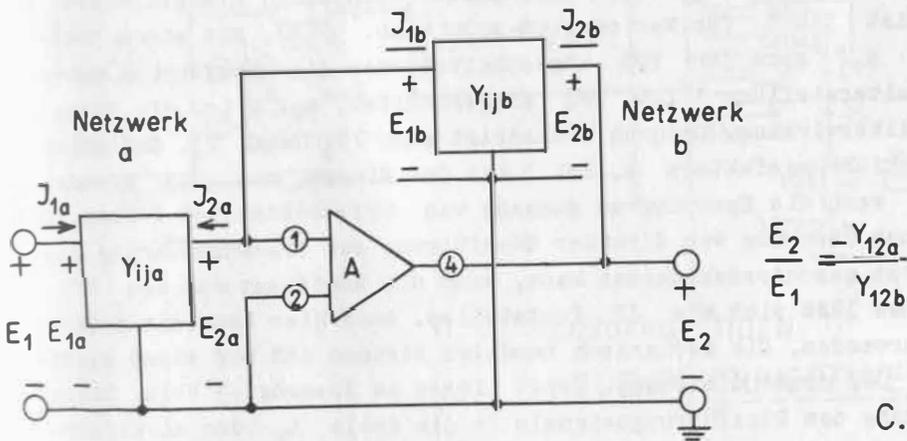


A.



- $E_i$  - Eingangsspannung
  - $E_o$  - Ausgangsspannung
  - $R_1$  - Eingangswiderstand
  - $R_o$  - Rückkopplungswiderstand
- $$E_o = -\frac{R_o}{R_1} E_i$$

B.



C.

Abb. 56

$Y_{ijb}$  einsetzen (Abb. 56 C). Wegen der Existenz des virtuellen Nullpunktes ergibt sich das Übertragungsverhalten

$$(489) \quad \frac{E_2}{E_1} = - \frac{Y_{12a}}{Y_{12b}}$$

(BURR-BROWN 1963, 1966[14, 15]). Durch spezielle Wahl der Netzwerke ist es möglich, vielerlei Filter zu realisieren. Man kann dabei zur Dimensionierung auf erprobte Schaltungen der Industrie (s. o.) zurückgreifen.

#### 5.5.5. Die Ausführung der Filterung im Signalzweig und des Rückführungszweiges

Zur Abtrennung des seismischen Signals wird ein Hochpaß 2. Ordnung mit einer Eckperiode  $T_H = 150$  s und einer Dämpfung  $\alpha_H \approx 0,7$  verwendet (Abb. 57 A). Alle Signale und Perioden kleiner als ca. 150 s werden ungeschwächt durchgelassen. Die Richtspannung des Demodulators, die für den Nullpunkt des Gebers  $-3$  V beträgt, wird unterdrückt. Die Schaltung ist nach Unterlagen von BURR-BROWN (1966) [15] dimensioniert. Die Verstärkung der ersten Stufe (OV1) ist auf 10 festgelegt. Der Ausgangsspannungshub ist damit  $33,35$  mV/ $\mu$ m für Bodenverrückungen mit Perioden kleiner als  $T_g$ . Durch die hohe Richtspannung und die Unsymmetrie des Demodulators bezüglich des Spannungsnulldpunktes ist es möglich, polarisierte Kondensatoren mit hoher Zuverlässigkeit (Tantal) zu verwenden. Die Verhältnisse sind dabei eindeutig, da die Polarität nicht umschlagen kann. Damit sind auch große Ausschläge des Gehänges gut zu verstärken.

Als zweite Stufe (OV2) folgt ein Spannungsverstärker mit einstellbarer Verstärkung (1...100). Durch einen Wechsel der Netzwerkplatine kann man diese Stufe auch als Bandpaß für ein besonders interessierendes Frequenzband arbeiten lassen. An einem Instrument J1 kann das seismische Signal beobachtet werden.

Für den Rückführungszweig wurde die in Abschnitt 5.2. ausführlich behandelte Variante einer Rückführung mit einem Tiefpaß 2. Ordnung mit  $T_T = 300$  s,  $\alpha_T = 0,9$  realisiert. Die Schaltung des TP2 ist wieder nach BURR-BROWN (1966) [15] dimensioniert. Die Verstärkung des OV3 ist  $V = 1$  für Perioden  $T \gg T_T$  (Abb. 57 B). Mit einem Dreiebenenschalter  $S_{11} \dots S_{13}$  kann der TP2 abgeschaltet oder die Rückführung unterbrochen werden. In Schalterstellung 1 ist TP2 eingeschaltet, bei 2 ist die Rückführung direkt, ohne Filterwirkung. Dadurch erniedrigt sich  $T_g$  auf  $T'_g$ . Das dient zur Einstellung des Rückführungsfaktors  $k$ . Bei 3 ist der Eingang von OV3 geerdet. Mit dem Instrument J2 kann die Spannung am Ausgang von OV3 beobachtet werden. Das ist wichtig, da bei einem Übergang von direkter Rückführung auf TP2-Rückführung die Rückführungsschleife erst geschlossen werden kann, wenn die Kondensatoren des TP2 voll aufgeladen sind. Das läßt sich mit J2 feststellen. Auch hier kann man polarisierte Kondensatoren verwenden, die mechanisch handlich bleiben und auf einer Platine untergebracht sind. OV3 dreht die Phase. Damit liegen am Ausgang +3 Volt. Diese müssen vor der Einspeisung des Rückführungssignals in die Spule  $L_R$  des elektrodynamischen Wandlers beseitigt werden, da zur Regelung eine symmetrische Aussteuerung bezüglich Null wünschenswert ist. Eine Aussteuerung mit +3 Volt als Bezugspunkt ist unmöglich, da  $L_R$  solche Dauerbelastungen nicht verträgt. OV4 dient zur Symmetrierung durch Subtraktion. Am Eingang 2 liegt eine mit dem Wendepotentiometer WP1 sehr genau einstellbare stabilisierte positive Spannung, die dem Betrag nach der



Richtspannung des Demodulators angeglichen wird. OV4 arbeitet mit zehnfacher Verstärkung, um am Ausgang ein starkes Signal für die zusätzliche Registrierung des seismischen Nullpunktes ( E r d - T i d e n ) zur Verfügung zu haben.

Über ein zweites Wendepotentiometer WP2 und Vorwiderstände kann der Rückführungsfaktor  $k$  eingestellt werden. Der Abgleich von OV4 wird am Instrument J2 überwacht. Erst nach vollendetem Abgleich von OV4 und Einschaltung des TP2 wird der Regelkreis geschlossen. Die Rückführungsspule hat eine elektrodynamische Konstante  $G_{Si} \approx 17 \text{ Vs}$  und einen Widerstand  $R_L = 1033 \text{ Ohm}$ . Ein Widerstand von  $9,1 \text{ k}$  zwischen WP2 und LR sorgt dafür, daß sich bei der Einstellung von  $k$  der Dämpfungseinfluß von  $L_R$  nur unwesentlich ändert. Es sind  $k$ -Werte zwischen 0 und 10 einstellbar ( $S_k$ , WP2). Je nach Größe von  $T_s$  kann bei Beachtung der Stabilitätsgrenze (5.2.3.) der gewünschte  $k$ -Wert durch  $T_s$ - zu  $T'_s$ -Vergleich eingestellt werden (s. Abschnitt 5.2.). Dazu ist der TP2 auf direkte Rückführung zu schalten.

Als Operationsverstärker wurden AVO-01-B (VEB INTRON Leipzig) verwendet, die sich hier bewährt haben. Wegen des hohen Ausgangshubs bei der Demodulation sind diese relativ einfachen Verstärker mit Differentialeingang und einer offenen Verstärkung von ca.  $10^4$  tragbar. Für höhere Ansprüche bezüglich der Nachverstärkung sind unbedingt Verstärker mit geringeren Driftspannungen vorzusehen.

Die Verstärker werden mit  $\pm 24 \text{ V}$  aus stabilisierten Netzbausteinen versorgt. Sie lassen sich bei Lastwiderständen von einigen Kilo-Ohm linear bis ca.  $\pm 10 \text{ V}$  aussteuern. Für größere Signale begrenzen sie. Hat man große Schwankungen der Gleichgewichtslage auszuregeln, so ist es günstiger, die Verstärkung von OV4 auf den Wert 1 festzusetzen.

## 5.6. Registrierungen mit dem elektronischen Seismographen

Eine wichtige Größe für die Beurteilung der Verwendbarkeit eines Wandler-Systems für einen bestimmten Zweck ist neben der Stabilität (5.5.2.3.) sein inneres Rauschen. Für den angestrebten Zweck der Registrierung langperiodischer Wellen bei Vergrößerungen der Bodenbewegung von  $\geq 1000$  in der Sichtregistrierung und Amplituden  $\geq 1 \mu\text{m}$  genügt ein entsprechender Abstand zwischen dem auf eine Bodenbewegung umgerechneten Rauschen und dem Wert  $1 \mu\text{m}$ .

Da man Rauschzahlen bei Seismographen nur überschlägig abschätzen kann und aus der Erfahrung und den Ergebnissen anderer Entwickler weiß, daß das Rauschen für sehr große Perioden ( $T > 100 \text{ s}$ ) wegen der Kurzzeitdriften und für sehr kleine Perioden ( $T < 0,1 \text{ s}$ ) wegen der verwendeten Bauelemente stark zunimmt (SUTTON u. LATHAM 1964 [66]; PLEŠINGER 1970[52]), wird man versuchen, die Störspannung im Übertragungsbereich bei arretiertem mechanischem Empfänger zu ermitteln. Das ist hier zur Messung der einzig reale Weg, da man den Einfluß des Geberkondensators nicht ohne weiteres nachbilden kann. Man stellt das Gerät zur Störspannungsmessung schwingungs isoliert auf, arretiert es möglichst exakt und registriert den Rauschanteil mit einem Schreiber.

Das Ergebnis einer solchen Messung für das entwickelte System zeigt Abb. 58. Es wurde mit dem X-Y-Schreiber endim 2200 registriert. Spur A zeigt den Störanteil mit einer originalen Vergrößerung von  $V \approx 9300$ . Der einzelne Zacken in der Registrierung ist durch Belastung der arretierten seismischen Masse (Fingerdruck!) hervorgerufen. Wegen der ziemlich breiten Spur der Tintenregistrierung ist noch keine Aussage über die Amplitude der Störspannung zu machen. Man sieht nur, daß sie ziemlich sicher unter  $1 \mu\text{m}$  liegt. Spur B hat die zehnfache und Spur C die hundertfache Vergrößerung von A, im Originalschrieb  $V \approx 930\ 000$ . Man erkennt klar, daß die Störspannung einen Wert von ca.  $0,01 \mu\text{m}$  Doppelamplitude hat. Spur D zeigt bei einer viel größeren zeitlichen Auflösung die frequenzmäßige Zusammensetzung der Störspannung. Es herrschen Frequenzen  $\geq 10 \text{ Hz}$  vor, die mit ziemlicher Sicherheit durch die unvollständige Arretierung (DE BREMAEKER u. a. 1963[20]), insbesondere durch die nichtarretierte Schraubenzugfeder, verursacht sind. Mit ziemlicher Wahrscheinlichkeit liegt das Rauschen unter  $0,01 \mu\text{m}$ . Für die Registrierung langperiodischer Wellen reicht das völlig aus. Bei abgeleiteten Schmalbandcharakteristiken mit Vergrößerung  $> 10\ 000$  wird man sich zur Bestimmung des Rauschens im Paßband auf ähnliche Messungen und Versuche verlassen müssen. Weit größere Störbeiträge für Perioden  $T > 20 \text{ s}$  bringen auf jeden Fall wechselnde Umwelteinflüsse. Meist liegt der langperiodische Störpegel der seismologischen Stationen im Mittel schon bei  $1 \mu\text{m}$  (DAVIES 1969[18]).

Die Aufzeichnungen von Mikroseismik in Jena mit erhöhter Vergrößerung zeigt Abb. 59. Auch bei ca. 40 000facher Vergrößerung (Spur C) treten keine sichtbaren Rauscheinflüsse zutage. Die Welligkeit der Nulllinie rührt von der unzureichenden Isolierung des Gerätes im Labor gegenüber schwankenden Umweltbedingungen (Wind) her.

Im ersten Halbjahr 1971 wurden an der Station Moxa mit dem elektronischen Seismographen Beben registriert, von denen einige in den folgenden Abbildungen wiedergegeben sind. Für die Registrierung der Beben in Abb. 60 arbeitete der elektronische Seismograph mit direkter Rückführung. Das Gerät mit  $T_s = 30 \text{ s}$ ,  $\alpha_s = 0,7$  wurde mit direkter Rückführung bei Umgehung des TP 2 des Rückführungszweiges so gegengekoppelt, daß sich die Eigenperiode auf  $T'_s = 8 \text{ s}$  verringerte (Bezeichnung der Betriebsart: 30//8-direkt). Die Vergrößerung der originalen Aufzeichnungen ist im folgenden zwischen  $0,125 \text{ s}$  und  $30 \text{ s}$  2470fach. Abb. 60 zeigt 4 Beben mit unterschiedlichen Herdentfernungen. Das obere Beispiel (North Atlantic Ridge) ist nur ein Ausschnitt, die unteren Kurven geben jeweils den ersten Einsatz des Bebens wieder. Diese Registrierungen waren als Funktionsproben gedacht.

Der Seismograph wurde im folgenden mit  $T_s = 30 \text{ s}$ ,  $\alpha_s = 0,7$  und TP2-Rückführung ( $T_T = 300 \text{ s}$ ,  $\alpha_T = 0,9$ ) betrieben. Für das Langzeitverhalten gilt  $T'_s = 11,5 \text{ s}$  (Bezeichnung: 30//11,5-300). In Abb. 61 sind Registrierungen dieser Betriebsart mit denen der vorigen zusammen aufgeführt. Der Entfernungsbereich der Bebenherde von der Station reicht von  $\Delta = 9,6^\circ$  bis  $\Delta = 152,8^\circ$ .

Da das Gerät parallel zu den Standardgeräten der Station Moxa betrieben wird, konnte ein Vergleich mit anderen Instrumenten durchgeführt werden. In Abb. 62 und 63 sind für ein Iran- und ein China/Tibet-Beben die Registrierungen des elektronischen Seismographen (obere Spur) mit denen des Typs C (Mitte) und des Typs B (unten) zusammen aufgeführt. Ein Vergleich zeigt eine gute Übereinstimmung; für einige Teile des Seismogramms ist, wie zu erwarten, das Signal des Breitbandgerätes (oben) die

### Rauschen



1 min



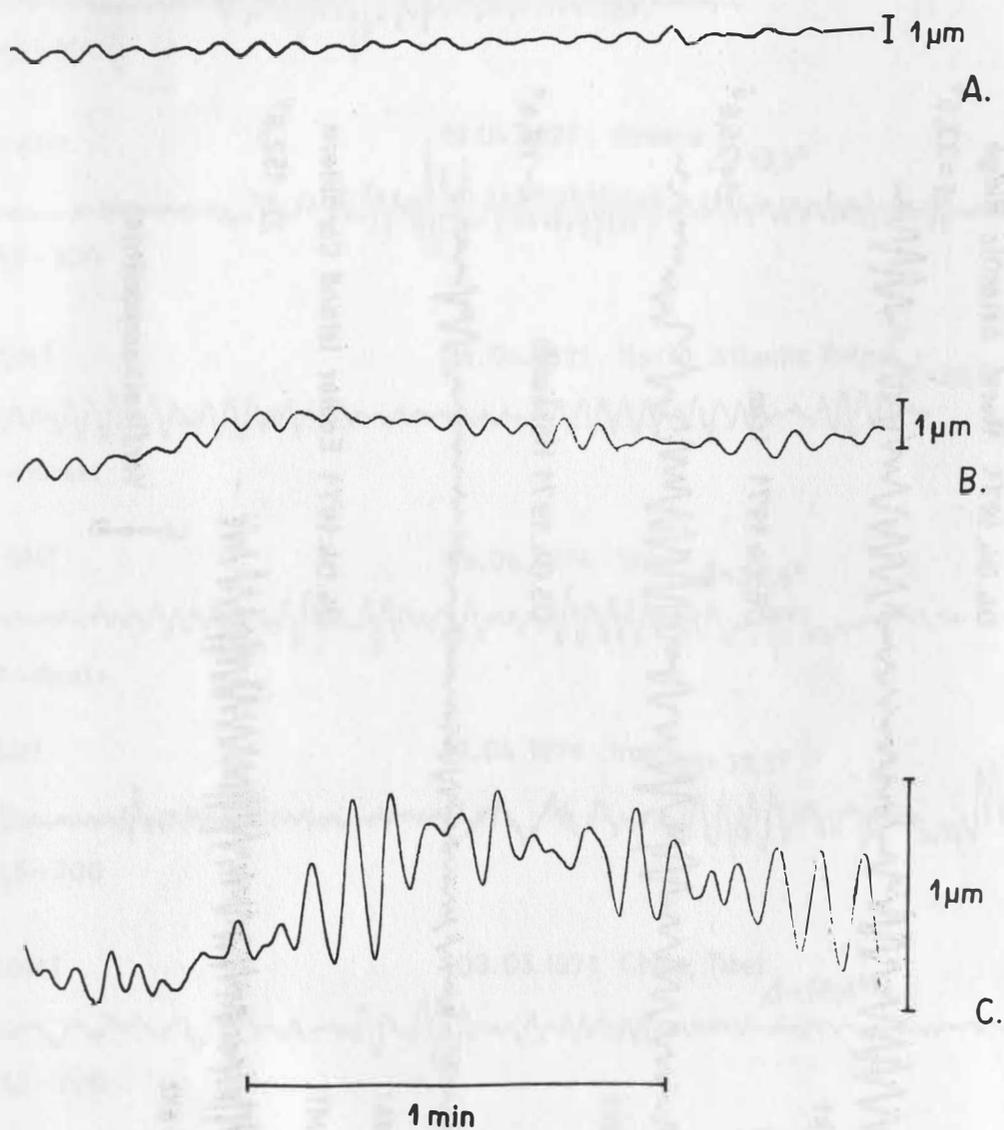
1 s

endim  
2 200

Seismograph arretiert  
Ausgang 1 (OV 1)

Abb. 58

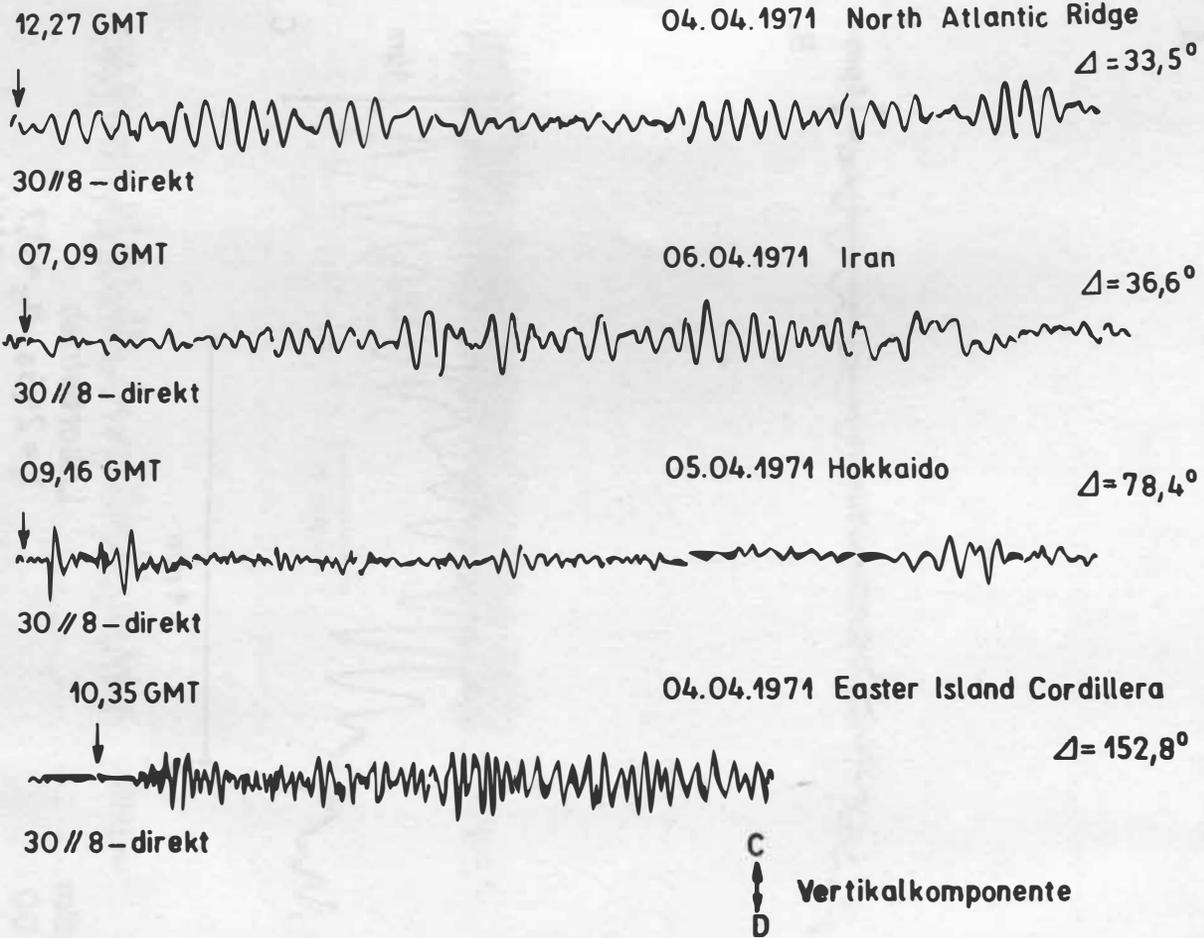
## Mikroseismik, Jena, 10.12.70, 17,30 GMT



endim  
2200

Laborbetrieb  
 $T_s = 21,5\text{s}$ ,  $\alpha_s = 0,7$   
 Ausgang 1 (OV1)

Abb. 59



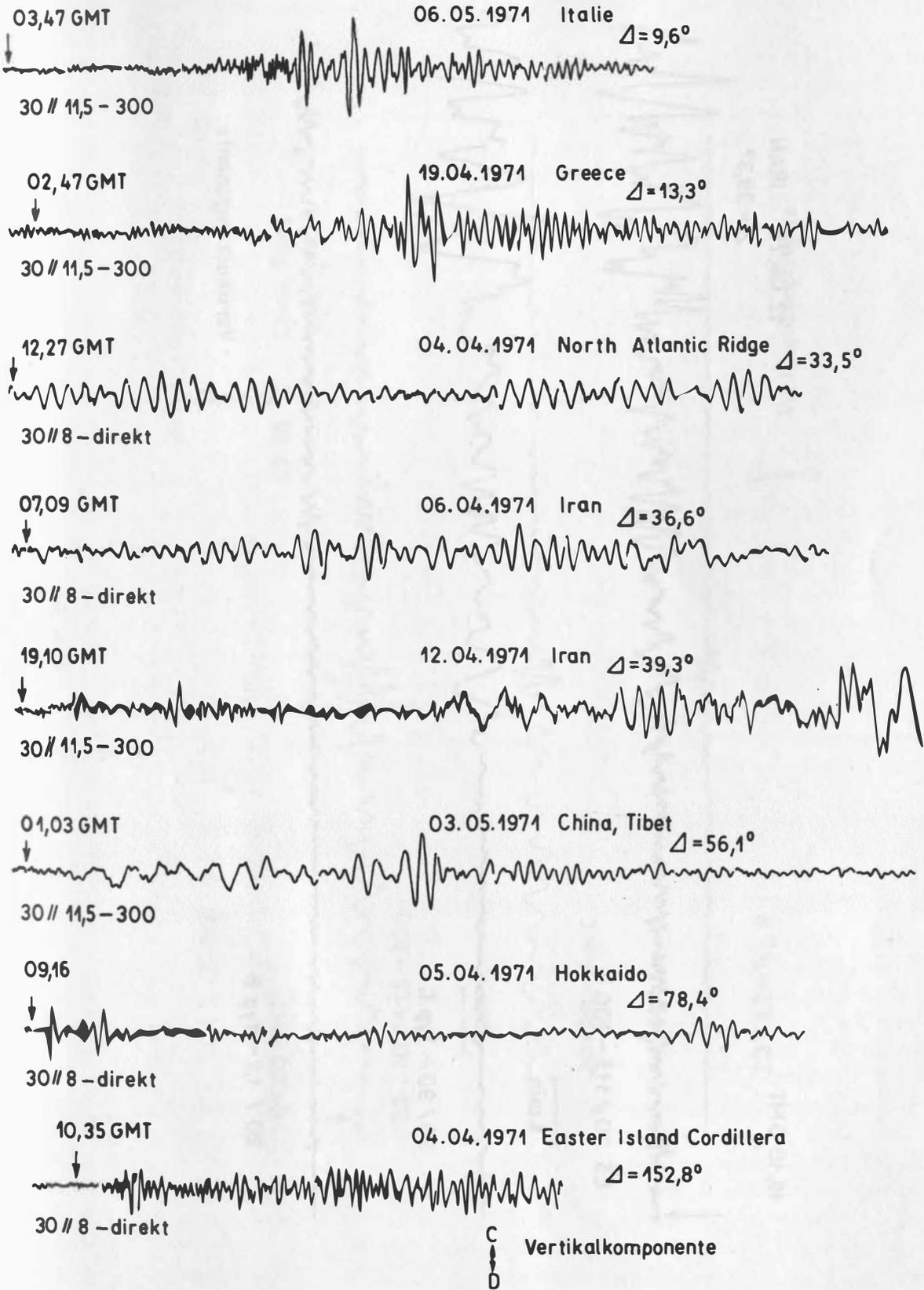


Abb. 61

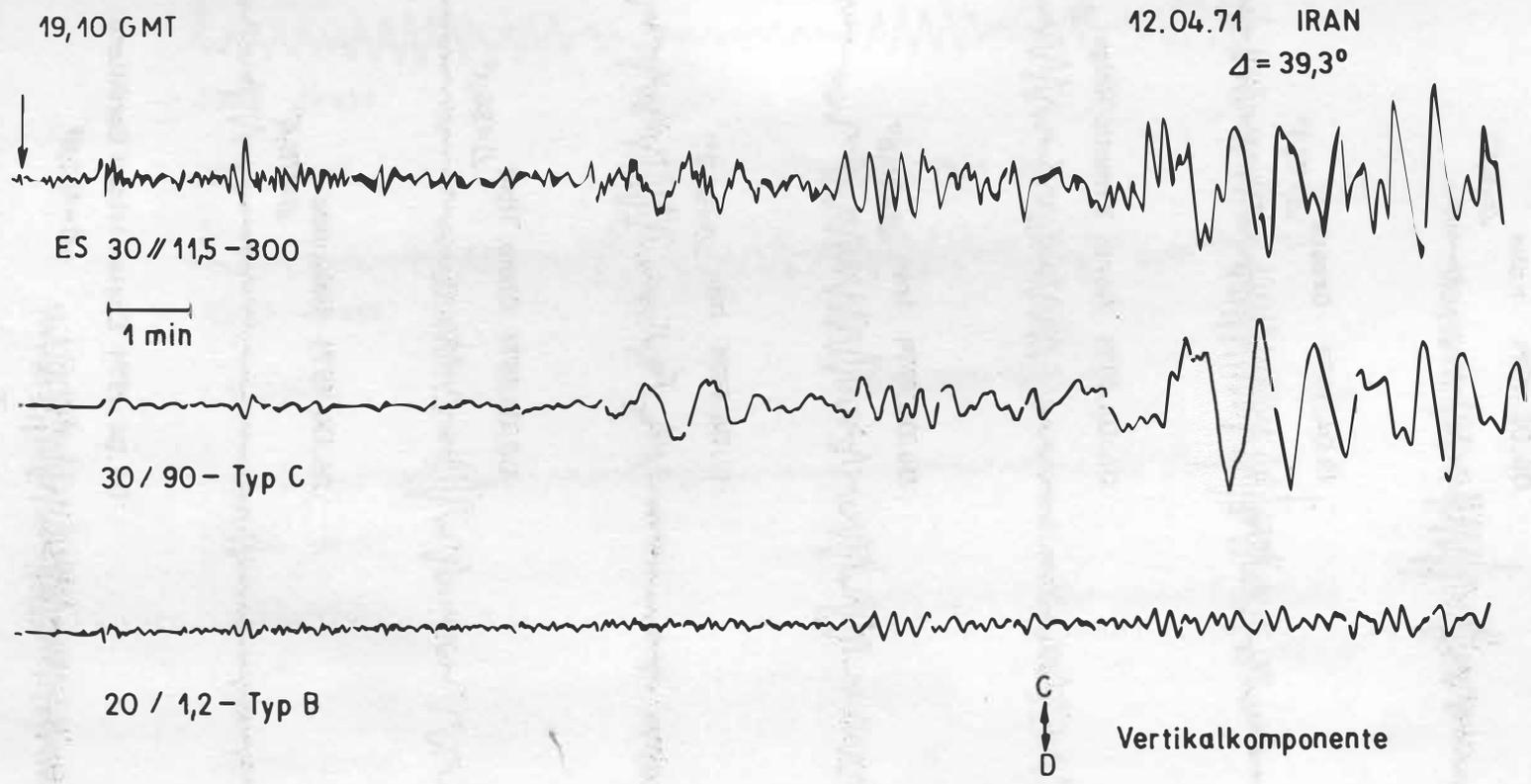


Abb. 62

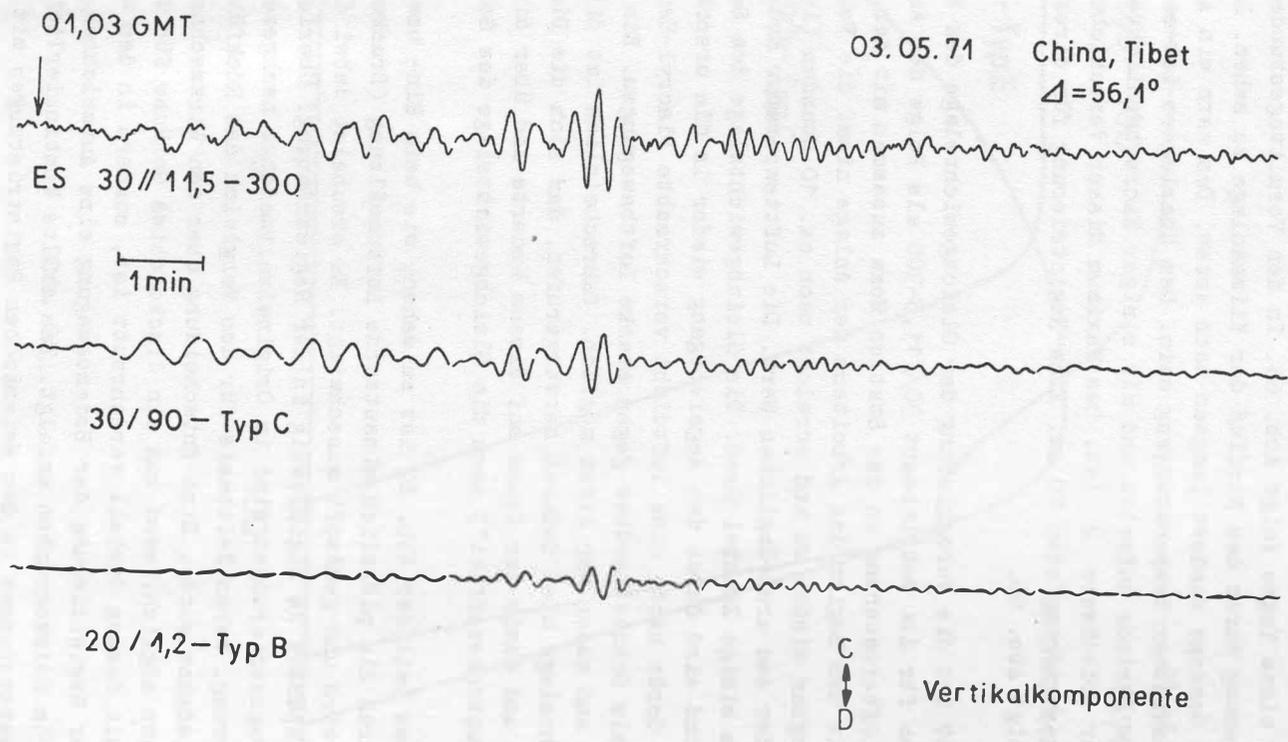


Abb. 63

Superposition der Signale der mittleren und unteren Paßbandabstimmungen (Typ B, Typ C; Abschnitt 2.2.). Die Übertragungscharakteristiken zeigt Abb. 64.

Um einen Aufschluß über die relativen Verschiebungen der Gleichgewichtslage des Seismographen während eines Tages zu bekommen, wurde das Signal der Rückführungsschleife mit einem Tintenschreiber mit geringem zeitlichem Vorschub registriert. Die Aufzeichnung eines Tages zeigt Abb. 65. In den Vormittagsstunden (5.30 - 8.00) ist eine Verschiebung durch den Einfluß der Klimaanlage zu sehen. Die Gesamttendenz ist fallend, das Gehänge wandert langsam nach unten. Das kann ein Alterungseffekt oder ein langperiodischer Temperaturgang sein. Dem überlagert ist ein Gang, der eine etwa 12stündige Periode aufweist und mit einiger Wahrscheinlichkeit die halbtägige Variation der Erdschwere  $g$  ist. Das Maximum dieser Verschiebung ist nach Auswertung der Registrierung etwa  $10 \mu\text{m}$ . Eine Registrierung für direkte Rückführung 30//8 mit Beben zeigt Abb. 66.

In Abb. 67 ist die Verschiebung der Gleichgewichtslage des Seismographen im geregelten System für die Betriebsart 30//11,5-300 als Folge des Arbeitens der Klimaanlage zur Lufterneuerung an der Station Moxa zusammen mit der Feuchteregistrierung zu sehen. Mit dem Beginn des Arbeitens der Anlage nimmt die Feuchte ab, nach dem Ausschalten langsam wieder zu und erreicht nach ca. 10 Stunden (in Abb. 67 nicht zu erkennen) wieder den ursprünglichen Wert. Die Lufttemperatur ändert sich etwa im gleichen Maße um einige Zehntel Grad. Die Gleichgewichtslage des Seismographen verschiebt sich dabei und wird durch den Regelvorgang wieder in die ursprüngliche Position gebracht. Das Gerät hatte eine luftdicht verschraubte Piacryl-Haube und einen zweiten Glaskasten als Schutz darüber gegen starke Luftbewegungen. Ein Feuchteausaustausch zwischen innen und außen war nicht möglich. Wahrscheinlich ist die Verschiebung der Gleichgewichtslage hier dadurch hervorgerufen, daß sich die Dichte der Luftsäule über dem Gehäuse und damit der Druck auf diesem änderte und über die Verformung des Gehäuses („Druckdoseneffekt“) auch die Gleichgewichtslage des Seismographen.

Im unteren Teil der Abb. 67 ist zu sehen, wie beim Ein- bzw. Ausschalter der Klimaanlage durch die plötzlich einsetzende Luftumwälzung (Druckwelle) der Seismograph angestoßen wird und gedämpft ausschwingt. Es erscheint dabei die Periode (150 s) des aktiven Hochpasses im Signalzweig in der Registrierung. Überlagert ist dem Mikroseismik. Alle Registrierungen sind im Originalzeitmaßstab nachgezeichnet außer der Feuchteregistrierung, deren Zeitbasis für den Vergleich des Rückführungsstromes des Seismographen gedehnt wurde. Eine Entscheidung über den Wirkmechanismus dieser Störungen ist erst dann möglich, wenn man ein druckdichtes Gehäuse für den Seismographen hat, das nicht mit dessen Gestell verschraubt ist, sondern in dem er frei steht, und wenn parallel zur Registrierung der Bodenbewegung eine Aufzeichnung der Änderungen des Luftdrucks im Seismographen erfolgt. Das sollte kontinuierlich geschehen, um evtl. auftretende Reststörungen in den seismischen Registrierungen mit den Aufzeichnungen des Luftdrucks korrelieren zu können. Mit dem in Abschnitt 3.4. vorgestellten druckdichten Gehäuse mit einem Durchgriff  $D \leq 0,01$  (Gleichung (182)) lassen sich äußere Störungen so unterdrücken, daß ungestörte Vergrößerungen mit  $V \approx 10\ 000$  bei  $T \approx 30$  s (spitze Charakteristik) möglich sind. Abb. 68 zeigt das als Vergleich der Registrierungen eines vertikalen Breitbandgerätes ( $T_g = 20$  s,  $V \approx 1000$ ) mit denen eines langperiodischen ( $T_g = 30$  s,  $V \approx 10\ 000$  bei  $T = 30$  s) hoch vergrößernden Vertikalseismographen. Störungen durch die Klimaanlage und Wind sind nicht in den Registrierungen enthalten.

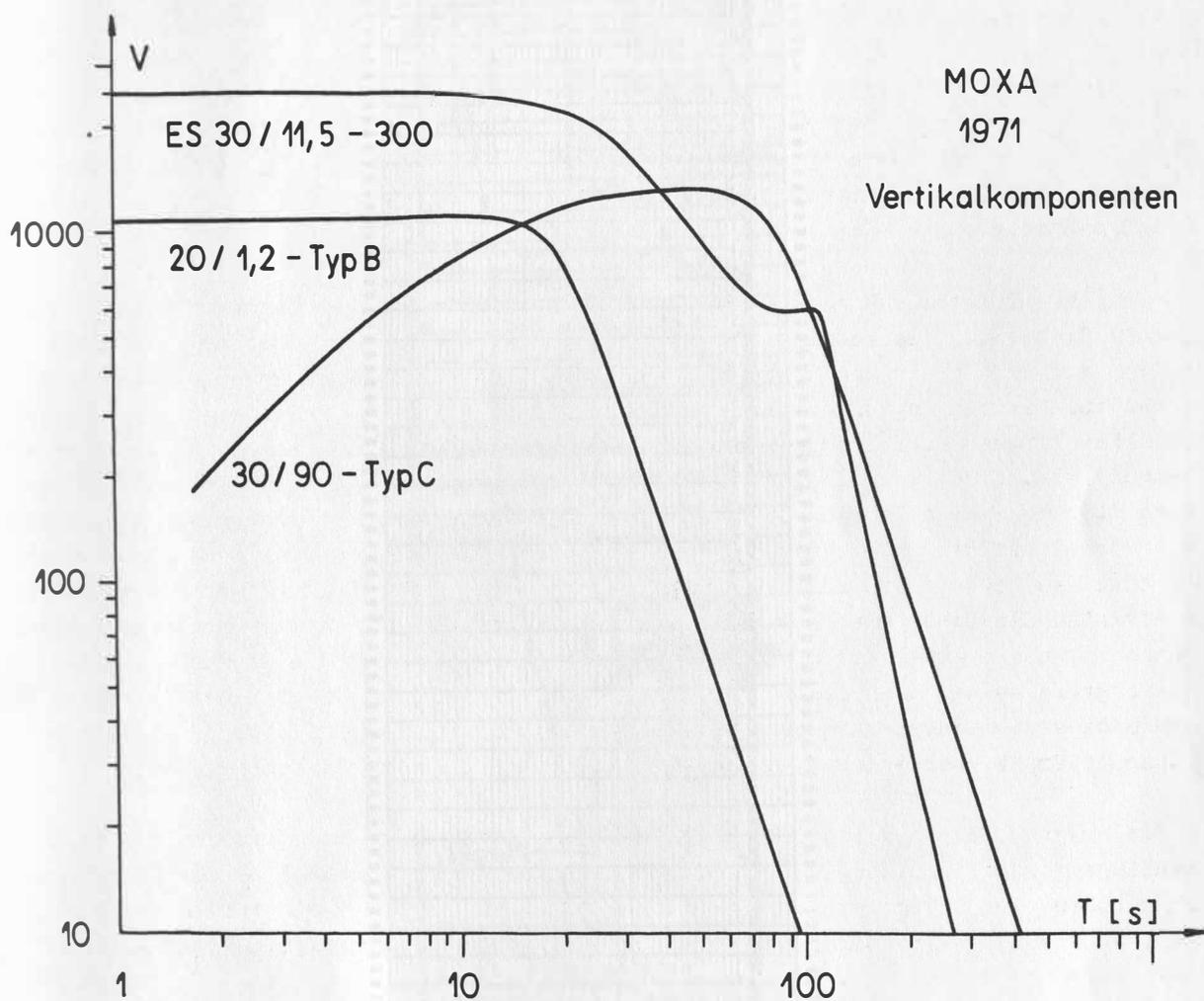


Abb. 64

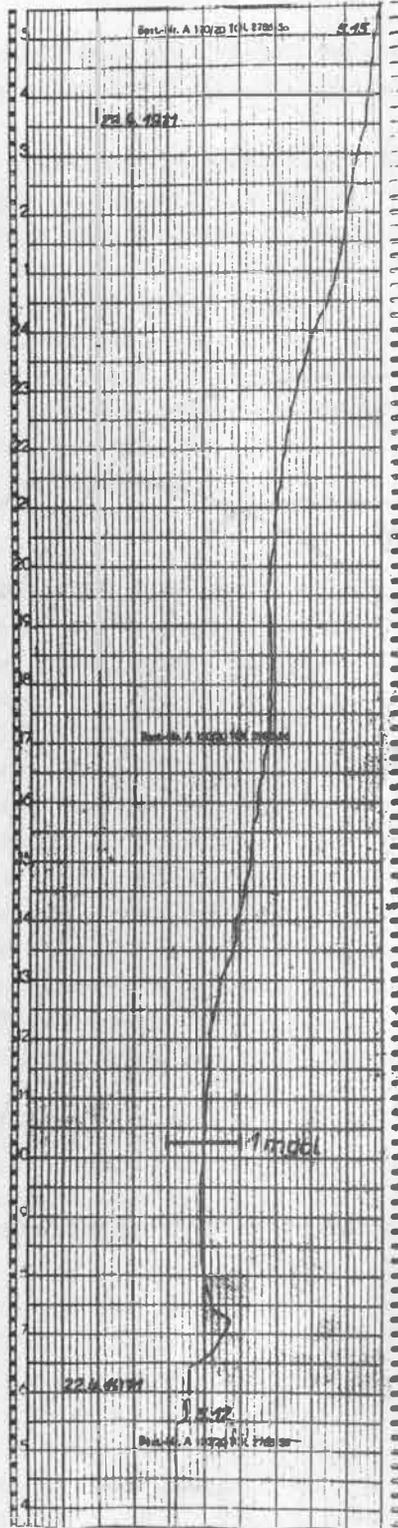


Abb. 65

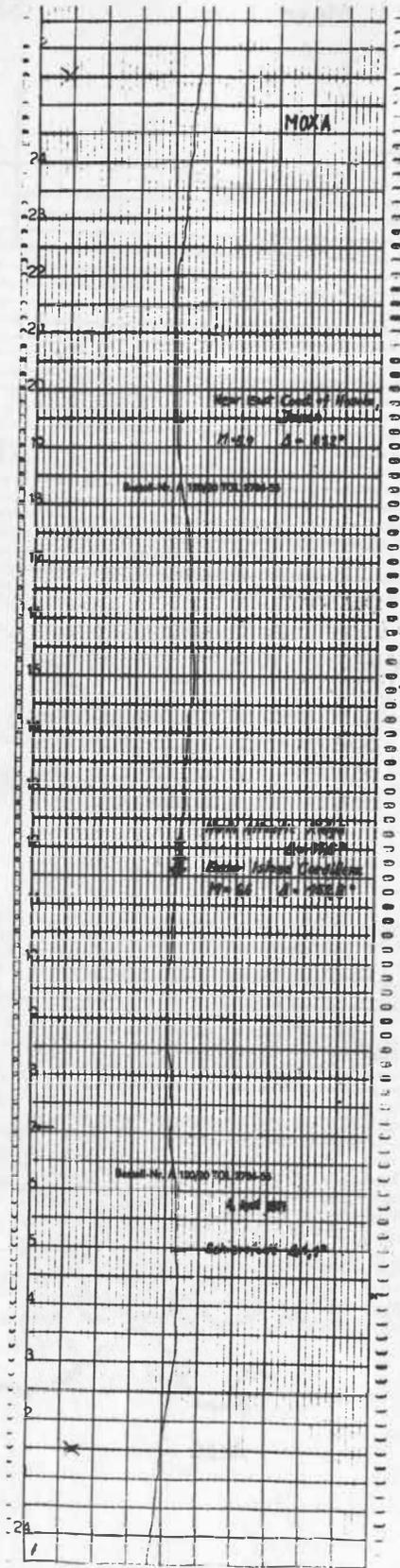


Abb. 66

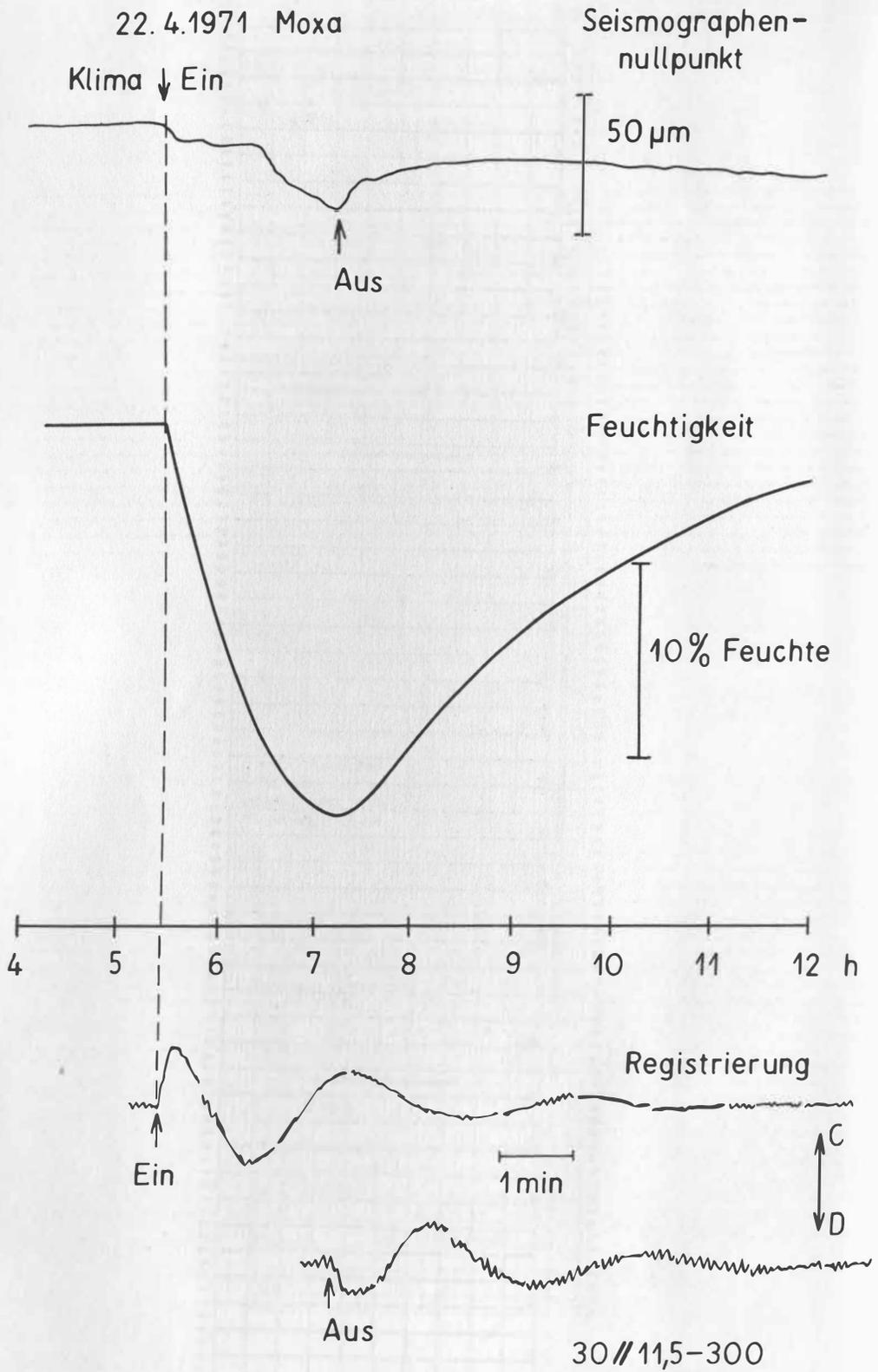
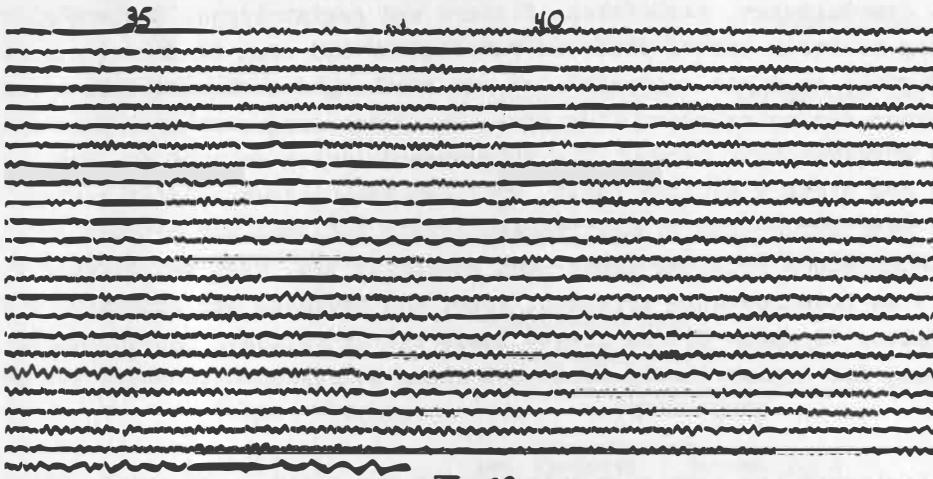
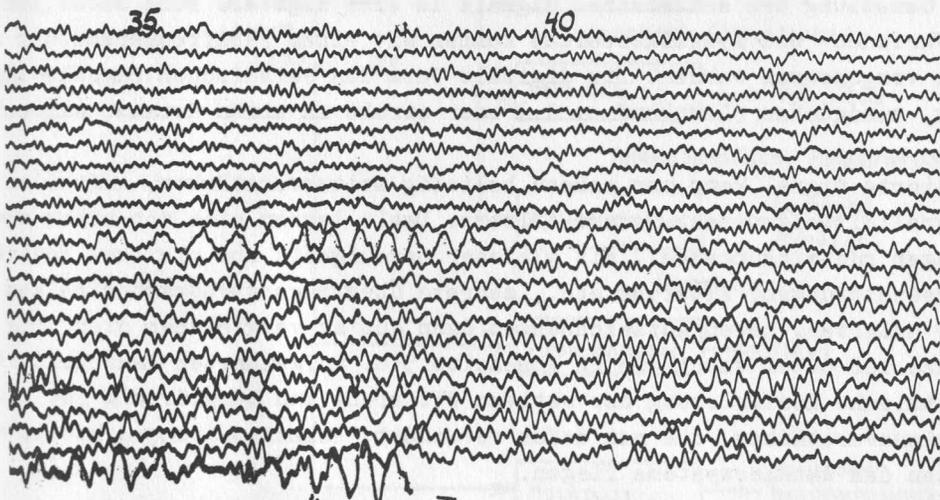


Abb. 67



$V \approx 10^3$        $T_s = 20s$

MOX      73 FEB 17  
             73 FEB 18



$V \approx 10^4$        $T_s = 30s$

### 5.7. Der Anwendungsbereich des elektronischen Seismographen

Die ausgeführte Konstruktion des Seismographen bietet viele Möglichkeiten der Anwendung (Abb. 69). Das modulierte Trägerfrequenzsignal läßt sich fernübertragen und am Empfangsort demodulieren, verstärken, filtern und registrieren. Das ermöglicht eine Aufstellung mehrerer Geräte entfernt voneinander und eine Bündelung der fernübertragenen Signale an einem zentralen Ort zur Erhöhung des Signalanteiles („Array“-Betrieb) gegenüber den seismischen Störungen. Das Trägerfrequenzsignal kann außerdem auf Magnetband aufgezeichnet werden. Die Frequenzmodulation erlaubt es, den vollen Dynamikbereich des Signals aufzuzeichnen, weil der Frequenzhub relativ gering ist und es bei der Speicherung des Niederfrequenzsignals auf Band und bei der Abfrage keine großen technischen Probleme gibt. Nach Abschnitt 5.6. kann man Signale von etwa  $0,1 \mu\text{m}$  bis  $1 \text{ mm}$  Bodenbewegung erfassen, wobei das Rauschen der Apparatur mindestens um den Faktor 10 unter  $0,1 \mu\text{m}$  liegt. Damit ist in üblicher Bezeichnungsweise der Dynamikumfang der Registrierung 80 db bei einem Störspannungsabstand von mehr als 20 db.

Einfach realisierbar ist auch eine Aufzeichnung mit Ereignissteuerung, bei der die Information über eine Bandschleife verzögert wird (ca. 20 - 30 s), um nach dem Einschalten der Registriereinrichtungen den Anfang des Ereignisses mitaufzeichnen zu können. Hierfür wird das Trägerfrequenzsignal sofort verwendet. Es braucht kein Umweg über Modulatoren wie sonst üblich genommen zu werden, der die Dynamik herabsetzt und die Genauigkeit beeinträchtigt.

Eine genauere Verarbeitung des modulierten Trägerfrequenzsignals als in der Apparatur und die Umsetzung des seismischen Signals in eine digitale Form unter Erfassung des gesamten Perioden- und Dynamikbereichs können mit einem Zählfrequenzmesser mit Digitalausgang vorgenommen werden. Die digitale Form des seismischen Signals läßt sich speichern, ausdrucken (Lochband o. ä.) oder direkt in einen Rechner einspeisen.

Das demodulierte Signal kann man nahezu beliebig weiterverstärken, aufteilen und in mehreren Parallelzweigen nach Bedarf filtern. Damit lassen sich von einem mechanischen Empfänger rückwirkungsfrei, mit gleicher Genauigkeit und gleichen Beeinflussungen durch Reststörungen, Alterung etc., mehrere Übertragungscharakteristiken (Typ A, B, C, ...) ableiten, deren Aufzeichnungen dann gut zu vergleichen sind. Die Vergrößerungsgrenze ist dabei durch die in Abschnitt 5.6. aufgeführten Rauschanteile gegeben. Die technische Realisierung der aktiven Filterung und Verstärkung ist einfach, da gute Operationsverstärker, die man dafür verwendet, Rauschspannungen haben, die weit unter denen des Wandlersystems liegen.

Das ist wichtig für eine weitere Behandlung des Breitbandsignals zur Heraufsetzung der oberen Eckperiode der Übertragungscharakteristik durch inverse Filterung (HOSKEN 1965[30]; WIELANDT 1970[88]). Es ist dabei mit elektronischen Mitteln möglich, den Abfall der Übertragungscharakteristik ab  $T_s$  bis zu einer Grenze  $\tilde{T}_s \approx 10 T_s$  auszugleichen, zu „entzerren“. Damit steigt dann nach Abschnitt 3.1. jedoch auch das Maximum der Störungen durch Umwelteinflüsse auf  $(\tilde{T}_s/T_s)^2$  in der Nähe von  $\tilde{T}_s$  an. Deshalb kann man so etwas im ultralangperiodischen Bereich ( $T > 100 \text{ s}$ ) erst bei einer guten Abschirmung des Seismographen durch ein oder mehrere druckfeste Gehäuse anwenden. Nach Erfahrungen von MOLNAR u. a. (1969) [51] kann man mit einem guten

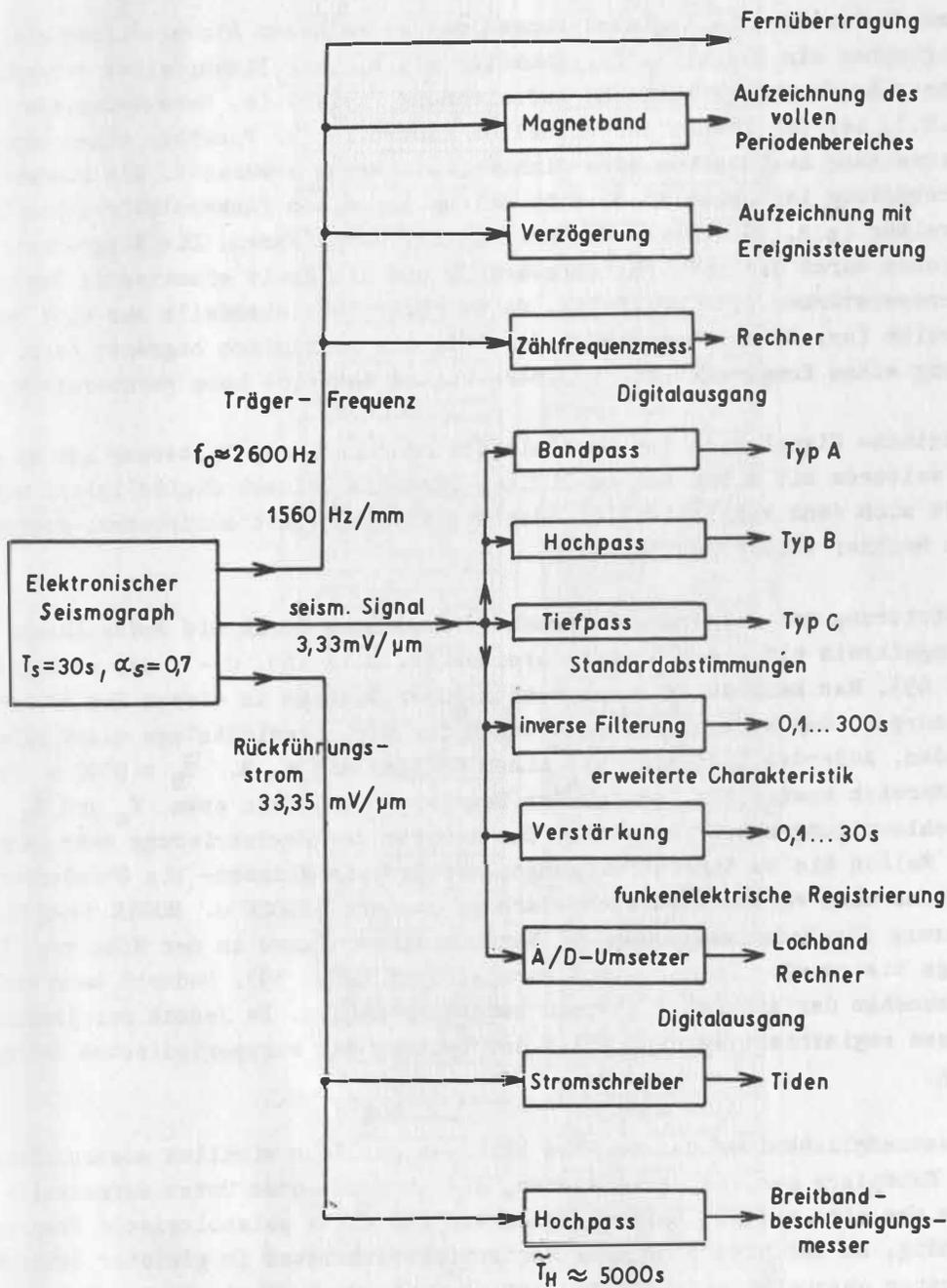


Abb. 69

Gehäuse Durchgriffe (s. Abschnitt 3.1.) von  $1/100$  erreichen. Das würde jedoch bei einer Entzerrung der Übertragungscharakteristik bis zu  $10 T_S$  gerade dem Zuwachs des Maximums der Störungen entsprechen. Man muß deshalb zusätzlich den Registrierort schon in eine druckdichte Kammer untertage oder in einen Berg verlegen.

Während man meist für die Registrierungen des seismischen Signals eines elektronischen Seismographen ein Registriergalvanometer mit kleiner Eigenperiode verwendet, das eine sehr scharfe photographische Aufzeichnung liefert (s. Bebenbeispiele in Abschnitt 5.6.), ist für Zwecke der visuellen Kontrolle der Funktion eines Gerätes oder zur Überwachung der Station eine Sichtregistrierung erwünscht. Mit hundertfacher Nachverstärkung läßt sich z. B. eine solche mit einem funkenelektrischen Registrierschreiber (z.B. TS 610 vom MTW Schlotheim) durchführen. Die Eingrenzung des Dynamikbereiches durch die hohe Nachverstärkung und die damit einsetzende Begrenzung der Operationsverstärker sind belanglos, da der Schreiber ebenfalls nur eine begrenzte Schreibbreite (ca. 80 mm) hat und größere Signale mechanisch begrenzt (Abb. 70). Bei Verwendung eines Kompensationsschreibers umgeht man eine hohe Nachverstärkung.

Das elektrische Signal nach der Demodulation oder nach der Filterung ist so groß, daß es ohne weiteres mit einem Analog-Digital-Umwandler direkt digitalisiert werden kann. Es läßt sich dann kontinuierlich oder ereignisgesteuert ausdrucken, speichern und in einem Rechner weiterverarbeiten.

Die Registrierung von Schwerevariationen (Tiden) kann durch die Aufzeichnung des Stromes im Regelkreis mit einem Tintenschreiber (z. B. R 120, 0 - 1 mA) erfolgen (Abb. 64 und 65). Man kann durch einen zusätzlichen Tiefpaß in diesem Registrierzweig dafür sorgen, daß kurzzeitige Änderungen der Gleichgewichtslage nicht aufgezeichnet werden. Außerdem läßt sich mit einem Hochpaß mit z. B.  $\tilde{T}_H = 5000$  s Eckperiode ein Bereich ausfiltern, in dem der Regelkreis zwischen etwa  $T_S$  und  $\tilde{T}_H$  als Breitbandbeschleunigungsmesser arbeitet. Das ist für die Registrierung sehr langperiodischer Wellen bis zu Eigenschwingungen der Erde im Minuten- bis Stundenbereich sehr günstig und wird verschiedentlich stark propagiert (BLOCK u. MOORE 1970[7]). Die Vergrößerung für Bodenbewegungen im Maximum dieser Kurve in der Nähe von  $T_S$  ist allerdings bis um eine Zehnerpotenz herabgesetzt (Abb. 39). Dadurch kann sich das innere Rauschen der Apparatur störend bemerkbar machen. Da jedoch nur langperiodische Ereignisse registriert werden, fällt der Beitrag der kurzperiodischen Störquellen schon weg.

Diese Einsatzmöglichkeiten des Gerätes kann man nur dann wirklich ausschöpfen, wenn mehrere Exemplare zur Verfügung stehen, die an getrennten Orten aufgestellt werden. Außerdem ist ein „voller“ Seismographensatz für viele seismologische Fragestellungen notwendig, so daß also noch zwei Horizontalseismometer in gleicher Weise mit dem Wandler-System auszustatten sind. Das ist einfach, da bewährte Horizontalseismographen existieren, die gut zu gebrauchen und deren Parameter nahezu temperaturunabhängig sind. Auch die Beseitigung störender Luftbewegungen ist hier einfacher (TEUPSER 1967[72]) als bei Vertikalseismographen. Der Regelkreis hat dann die Aufgabe, störende Neigungen des Gestells des Horizontalseismographen zu kompensieren. Da es jedoch auch möglich ist, die Bodenbewegung vollständig durch ein Tripel von geeigneten Vertikalseismographen zu erfassen (MELTON u. KIRKPATRICK 1970[47]), vereinfacht sich die Realisierung eines Gerätesatzes auf die Konstruktion des Vertikalgerätes.

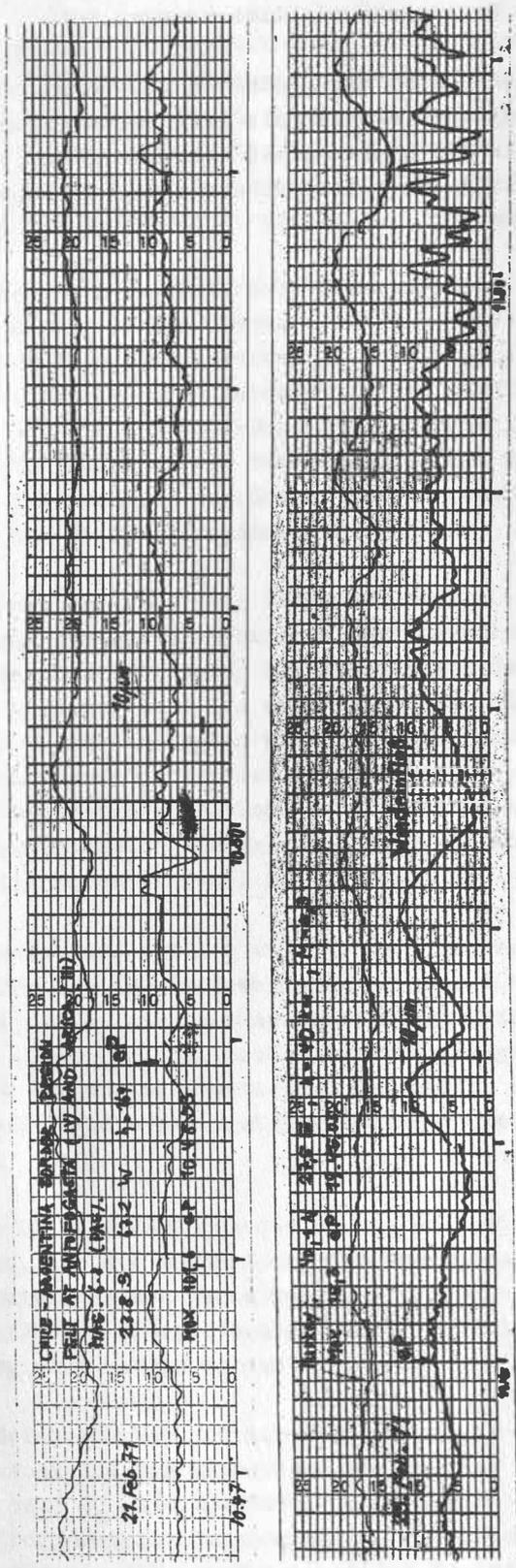


Abb. 70

Nach ULLMANN (1971) [80] ist diese Art der Erfassung des seismischen Signals auch die exaktere, da solch ein Gerätesatz wirklich homogen ist.

Es ist vorgesehen, das Gerät mit kleinerem mechanischem Empfänger (vertikal), miniaturisiertem Wandler-System (kleiner als im vorgestellten Laborgerät), druckdichtem Gehäuse in guter thermischer Kopplung mit dem Untergrund, in einer Serie zu produzieren, um damit gleichzeitige Messungen in einem Stationsdreieck oder in einem Stationsnetz durchführen zu können.

## 6. Zusammenfassung der Ergebnisse

Der Seismograph als komplexes physikalisches Gebilde wird in seiner Funktion an seinem jeweiligen Aufstellungsort von verschiedenen physikalischen Vorgängen beeinflusst, die als Störungen in die Erdbebenregistrierung eingehen. Um die Qualität der Signalaufzeichnungen zu verbessern und die Nachweisempfindlichkeit zu erhöhen, sind Verfahren und Geräte zu entwickeln, die geeignet sind, die Störfreiheit insbesondere langperiodischer Seismographensysteme zu erhöhen.

Einleitend werden Bewegungsgleichung und üblicherweise verwendete Übertragungsfunktionen der Seismographen für Bodenbewegungen abgeleitet und als Grundlage für die folgenden Untersuchungen bereitgestellt. Darüber hinaus wird für die meist in exakter Form verwendeten Übertragungscharakteristiken für die Amplituden eine schematisierte Darstellung in Form von BODE-Diagrammen gegeben, die allgemein in der Signaltheorie üblich ist, jedoch in der Seismometrie noch nicht verwendet wird. Mit diesen BODE-Diagrammen sind schnell und übersichtlich generelle Aussagen über die Form und den Charakter der Übertragungsfunktion möglich.

Im Gegensatz zu den aus der Literatur bekannten zahlreichen empirischen Versuchen zur Störunterdrückung und den damit verbundenen phänomenologischen Deutungen ist eine möglichst genaue mathematische Erfassung des Mechanismus des Entstehens und Wirkens der Störungen am Gerät erforderlich. Das wird erreicht, indem erstmalig die gleichzeitig mit den Signalen am Seismographen wirkenden Störfaktoren  $s_i(t)$  (Luftdruck-, Temperatur-, Feuchtevariationen u. ä.) bei der Aufstellung der Bewegungsgleichung und der Ableitung der Übertragungsfunktion berücksichtigt werden. Damit kann über die übliche Signalübertragungsfunktion hinaus eine Störgrößenübertragungsfunktion aufgestellt werden, die im folgenden sinnvoll zu benutzen ist.

Das allgemeine Vorgehen wird konkret auf den Fall des vertikalen mechanischen Empfängers spezifiziert. Für das in die Bewegungsgleichung eingehende resultierende ausschlagsabhängige Moment  $M(\varphi)$  wird ein Ausdruck abgeleitet, der es erlaubt, den Einfluß der Störfaktoren  $s_i(t)$  auf den mechanischen Empfänger zu berechnen. Für den Temperatureinfluß führt das zur mathematischen Definition eines Temperaturkoeffizienten  $\alpha^{\text{seis}}$  für die Abhängigkeit der Gleichgewichtslage des mechanischen Empfängers von der Temperatur.

Für den Einfluß der Dichteänderungen des den Seismographen umgebenden Mediums wird ein Ausdruck abgeleitet, der die Abschätzung der Einflüsse von Luftdruck, Feuchte und Wind auf den offenen Seismographen gestattet. Damit lassen sich erstmals unter Verwendung der oben neueingeführten Störgrößenübertragungsfunktion die zu erwartenden Maximalstörungen in den Registrierungen vorausberechnen.

Da am Gehänge des Seismographen Störmomente wirksam werden, unterscheidet sich die normierte Übertragungsfunktion für Störgrößen von der für Bodenverrückungen durch einen Faktor  $(T/T_s)^2$  mit  $T_s$  als Eigenperiode des Seismographen. Daraus folgt völlig überraschend für elektrodynamische Seismographen, daß selbst die Breitbandabstimmungen für Signale eine Störgrößenübertragungsfunktion besitzen, die eine Spitze in der Nähe der Eigenperiode des längerperiodischen Systemteils hat. Für den Fall, daß die Eigenperiode des Galvanometers  $T_g > T_s$  ist, liegt diese Spitze bei  $T_g$  und über-

steigt in der Amplitude das normierte Niveau um den Wert  $(T_g/T_s)^2$ . Für  $T_g \leq T_s$  liegt die Spitze bei  $T_g$  und hat den normierten Wert 1. Das erklärt zum ersten Mal durch Rechnungen die durch Versuche längst bekannten höheren Störwerte bei den „inversen“ Abstimmungen ( $T_g > T_s$ ) elektrodynamischer Seismographen.

Für den Einfluß der Abhängigkeit der geforderten Gleichgewichtslage des mechanischen Empfängers von Schwerevariationen läßt sich gleichfalls ein mathematischer Ausdruck angeben.

Die Anwendung dieser Erkenntnisse auf spezielle Seismographen an einer Station mit bekannten Maximalwerten der Störgrößen zeigt die Einschränkung des Arbeitsbereiches der Seismographen, insbesondere durch Temperaturänderungen und die Störung der Aufzeichnungen durch die Störfaktoren mit Periodizitäten im Signalbereich (Wind, Luftdruck- u. Feuchteänderungen).

Diesen Problemen wird nachgegangen. Dabei zeigt sich, daß die üblicherweise verwendete Aufstellung des temperaturempfindlichen Seismographen auf dem Sockel ohne ausreichenden Wärmekontakt zu diesem die denkbar ungünstigste für die Unterdrückung von Störeffekten ist. Es läßt sich zeigen, daß auf Grund eines „thermischen Skin-effektes“ nur die Langzeitgänge der Außentemperatur auf den Sockel durchgreifen und etwa 1,5 Monate (für die Station Moxa) verzögert stark gedämpft auftreten. Das ergibt eine Kurzzeitkonstanz von besser als  $0,01^\circ\text{C}$  für die benötigten Registrierperioden  $T < 1\text{ h}$  für die Sockeltemperatur.

Dieser Sachverhalt war bisher nicht beachtet worden. Er läßt sich gut für die Verbesserung des Temperaturverhaltens des Seismographen ausnutzen, wenn der Wärmekontakt zwischen Seismograph und Sockel verbessert und der Seismograph gegenüber der ihn umgebenden Luft abgeschirmt wird.

Um generell den Temperaturkoeffizienten  $\alpha^{\text{seis}}$  von Vertikalseismographen zu verringern, wurde eine neue Bemessungsformel abgeleitet, die im zeitlichen Mittel die gesamte Konstruktion und damit die Gleichgewichtslage temperaturunabhängig macht und im konkreten Fall einer ausgeführten Federreihe im Mittel eine Verringerung von  $\alpha^{\text{seis}}$  auf  $1/10$  des ursprünglichen Wertes garantiert. Eine ähnlich gute Verringerung wird mit einer zusätzlichen Kompensationsvorrichtung aus Thermobimetall erreicht, die realisiert und überprüft wurde.

Die Ausschaltung der störenden Dichteschwankungen durch Wind u. ä. gelang fast vollständig durch den Einsatz einer neuen stabilen Stahlkammer, die sich unter den vorkommenden Luftdruckschwankungen sehr wenig deformiert und einen guten Wärmekontakt zwischen Seismograph und Sockel gewährleistet. Die äußeren Druckänderungen sind bis auf  $1/100$  ihres Wertes im Inneren abgeschwächt.

Zur Erhöhung der Störfreiheit wurde ein neuer elektronischer Seismograph konstruiert und gebaut. Die Verwendung einer Regelung (Gegenkopplung für lange Perioden) erlaubt es, Driften zu eliminieren, Temperatureinflüsse auszuregulieren und die Übertragungskurve nach den vorliegenden Anforderungen zu formen.

Es sind die Gleichungen des Regelkreises abgeleitet und das bekannte Verhalten eines Seismographen mit einem Tiefpaß 1. Ordnung im Gegenkopplungszweig dargestellt. Darüber hinaus ist ausführlich das Verhalten eines Tiefpasses 2. Ordnung im Regelkreis diskutiert. Die möglichen neuen Betriebsarten und die Stabilitätsbedingungen sind abgeleitet und der Einfluß der Tiefpaßparameter auf die Übertragungskurve in Diagrammen dargestellt. Die daraus folgenden Auswirkungen auf die Störfreiheit des geregelten Seismographen sind angeführt. Das bei elektronischen Seismographen vorhandene elektrische Ausgangssignal mit hohem Pegel ermöglicht die aktive Filterung im Signalkreis und die Formung unterschiedlichster Übertragungscharakteristiken.

Für die gerätetechnische Realisierung wurde ein neues patentfähiges kapazitives Wandler-System hoher Linearität entwickelt, das mit Frequenzmodulation eines Schwingquarzes arbeitet und sich auch zur Nachrüstung alter Seismographentypen eignet.

Die konkrete technische Ausführung des Vertikalseismographen unter Verwendung moderner elektronischer Bauteile und Baugruppen ist dargestellt und erläutert. Probe-registrierungen während eines Betriebes an der Station Moxa zeigen eine gute Übereinstimmung mit denen der Standardgeräte.

Der Anwendungsbereich des elektronischen Seismographen gegenüber dem seiner Vorgängertypen ist stark erweitert. Die neue Konstruktion

- erlaubt es, mehrere Übertragungscharakteristiken gleichzeitig von einem mechanischen Empfänger abzuleiten;
- hat ein frequenzmoduliertes elektrisches Trägersignal im Telefoniebereich, das mit hoher Störsicherheit auf Leitungen oder drahtlos übertragen werden kann;
- erlaubt die Speicherung des elektrischen Signals auf Magnetband;
- hat einen größeren Dynamikbereich als die Vorgängertypen;
- liefert ein Ausgangssignal, das sich aktiv filtern und digitalisieren läßt;
- erlaubt einen Prozeßrechnerbetrieb;
- läßt einen Betrieb mit höherer Vergrößerung im langperiodischen Bereich ( $T \approx 30$  s) bei hoher Störfreiheit zu.

Registrierbeispiele belegen die Tatsache, daß sich das neue Gerätesystem für die Überführung in eine Serienproduktion eignet.

Herrn Prof. Dr. H. STILLER und Dr. habil. CH. TEUPSER danke ich für die interessante Aufgabenstellung, die Betreuung der Arbeit und für klärende Diskussionen.

Den Mitarbeitern des Institutsteiles Jena des ZIPE und der Seismologischen Hauptstation Moxa habe ich für die Hilfe bei der Durchführung der Versuche, der Erstellung und Betreuung der neuen Apparaturen und der Zusammenstellung der Abbildungen und des Manuskriptes zu danken.

Literatur

- [1] ALTSÜLER, G.B.                      Frequenzstabilisierung von Quarzgeneratoren (russ.).  
Moskau 1969
- [2] AWENDER, A.; SANN, K.              Der Quarz in der Hochfrequenztechnik, in:  
Handbuch f. Hochfrequenz- u. Elektrotechniker,  
Bd. II, S. 160-226.  
Berlin 1953
- [3] BÅTH, M.                              Development of instrumental seismology in Sweden  
in 1949 - 1958.  
Geofis. pura e appl. 42 (1959), S. 108-130
- [4] BERLAGE, H.P. jun.                  Seismometer, in:  
Handbuch der Geophysik, IV: Erdbeben, S. 299-526.  
Berlin 1932
- [5] BERNARD, P.                          Sur la cause de microséismes en grande période.  
Ann. Géophys. 3 (1947), S. 96-100
- [6] BLOCK, B.; MOORE, R.D.              Measurements in the earth mode frequency range by  
an electrostatic sensing and feedback gravimeter.  
J. geophys. Res. 71 (1966) 18, S. 4361-4375
- [7] BLOCK, B.; MOORE, R.D.              Tidal to seismic frequency investigations with  
a quartz accelerometer of new geometry.  
J. geophys. Res. 75 (1970) 8, S. 1493-1505
- [8] BLUM, P.A.; u. a.                    On ultra-long period seismometers operating under  
vacuum.  
Proc. roy. Soc. A 290 (1966)
- [9] BOGERT, B.P.                         Seismic data collection, reduction, and digi-  
tization.  
Bull. seism. Soc. Amer. 51 (1961), S. 515-525
- [10] BONFIG, K.W.; GEHROLD, E.         Der Operationsverstärker, Teil I-IV.  
Arch. techn. Messen (1971) 2 - 5; Z. 6343-2...5,  
Lfg. 421-424
- [11] BRACHT, J.                          Über die Wärmeleitfähigkeit des Erdbodens und des  
Schnees und den Wärmeumsatz im Erdboden.  
Veröff. geophys. Inst. Univ. Leipzig 14 (1949) 3
- [12] BUIST, M., S.J.                     Contrôle de la température et de l'humidité dans  
la voûte séismographique de Brebeuf.  
Bull. Géophys. Montréal 11 (1962), S. 37-39
- [13] BUIST, M., S.J.                     On the problem of noise on l.p. seismographs.  
Earthquake Notes 33 (1962), S. 88-92
- [14] BURR-BROWN                         Handbook of operational amplifier applications.  
Tucson 1963
- [15] BURR-BROWN                         Handbook of operational amplifiers. Active RC-Net-  
works.  
Tucson 1966

- [16] BYRNE, C.J. Instrument noise in seismometers.  
Bull. seism. Soc. Amer. 51 (1961), S. 69-84
- [17] CRARY, A.P.; EWING, M. On the barometric disturbance recorded on a vertical long-period seismograph.  
Trans. amer. geophys. Un. 33 (1952), S. 499-501
- [18] DAVIES, D. (Rapp.) Seismic methods for monitoring underground explosions.  
SIPRI, Stockholm Papers No. 2, Stockholm 1969
- [19] DE BREMAEKER, J.CL.;  
DONOHO, P.; MICHEL, J.G. A direct digitizing seismograph.  
Bull. seism. Soc. Amer. 52 (1962), S. 601-672
- [20] DE BREMAEKER, J.CL.; u.a. The Rice digital seismograph system.  
J. geophys. Res. 68 (1963) 17, S. 5029-5034
- [21] DUCLAUX, F. Séismométrie théorique.  
Paris 1960
- [22] EBERT, H. (Hrsg.) Physikalisches Taschenbuch.  
Braunschweig 1967
- [23] EWING, M.; PRESS, F. Further study of atmospheric pressure fluctuations recorded on seismographs.  
Trans. amer. geophys. Un. 34 (1953), S. 95-100
- [24] FLORIN, H.; ROHRBECK, W. Ein ultralinearer FM-Demodulator für Hi-Fi-Empfänger.  
Radio u. Fernsehen 14 (1965) 7
- [25] GÖLDNER, K. Mathematische Grundlagen für Regelungstechniker.  
Leipzig 1970
- [26] GRIMSEHL-TOMASCHEK Lehrbuch der Physik, 11. Aufl., 1. Bd.  
Leipzig 1940
- [27] HAALCK, H. Die Gezeitenbewegung des festen Erdkörpers und die dadurch für sehr genaue Gravimetermessungen notwendig werdenden Korrekturen.  
Gerlands Beitr. Geophysik 64 (1955), 1-15
- [28] HENTSCHE u. STEPHANI Prüfung der Tauglichkeit von Ni-Span-C für den Einsatz als Werkstoff für Seismographenfedern.  
Unveröff. Forschungsbericht aus dem FI f. metall. Spezialwerkstoffe, Dresden 1968
- [29] HENTSCHE u. STEPHANI Unveröffentlichte Mitteilung über Ergebnisse einer Serie von Seismographenfedern zur Temperaturkompensation aus dem FI f. metall. Spezialwerkstoffe, Dresden 1969
- [30] HOSKEN, J.W.J. Some electronic simulators of galvanometers and geophones, and their use for inverse filtering.  
Geophys. Prosp. 13 (1965), S. 362-386

- [31] KASPAR, F. Thermobimetalle in der Elektrotechnik.  
Berlin 1960
- [32] KIRNOS, D.P. Elemente der Seismometrie, in: SAVARENSKI-KIRNOS,  
Elemente der Seismologie und Seismometrie.  
Berlin 1960 (*Akademieverlag*)
- [33] KRUMBACH, G. Über ein Stationsseismometer für optische Re-  
gistrierungen II.  
Veröff. des Zentralinstituts f. Erdbebenforschung  
in Jena, Heft 51, Seismische Arbeiten 1947/48,  
Berlin 1949
- [34] KYLE, T.G. A crystal pyrradiometer.  
Pure and appl. Geophys. 66 (1967) I, 126 S.
- [35] LA COSTE, L.J.B. A new type long period vertical seismograph.  
Physics 2 (1934), S. 178-180
- [36] LANDOLT-BÖRNSTEIN Physikalisch-chemische Tabellen, 5. Auflage 1923
- [37] LATHAM, G.; u. a. The Apollo passive seismic experiment.  
Science 165 (1969), S. 241-250
- [38] LATHAM, G.V.; u. a. Apollo 11 passive seismic experiment.  
Proc. Apollo 11 Lunar Sci. Conf. 2 (1970),  
S. 2309-2320
- [39] LAWSON, W.H. A versatile thin film thickness monitor of high  
accuracy.  
J. sci. Instrum. 44 (1967), S. 917-921
- [40] LINDNER, W. Temperatur- und Driftverhalten von Meßfedern.  
Berichte aus Theorie und Praxis, Inst. f.  
Standardteile Karl-Marx-Stadt 7 (1966) 1. Sonder-  
heft, S. 21-25
- [41] LYNCH, W.A. A note on the recording of the long-period traffic  
disturbance at Fordham.  
Bull. seism. Soc. Amer. 29 (1939), S. 505-508
- [42] MALISCHEWSKY, P.;  
TEUPSER, CM.; ULLMANN, W. Der Vertikalseismograph unter besonderer Berück-  
sichtigung des Typs VSJ-I.  
Berlin 1970 *Veröff. Inst. Geodyn. Jena, R. 4*
- [43] MARTIN, H. Einschwingvorgänge und ihre Bedeutung bei der Auf-  
zeichnung von stoßähnlichen Erschütterungen.  
Veröff. Reichsanst. Erdbebenforsch. Jena H. 26  
(1935)
- [44] MARTIN, H. Ein neuer Erschütterungsmesser und die Aufzeich-  
nung nichtsinusförmiger Bewegungen.  
Z. Geophysik 15 (1939), S. 24-30
- [45] MEISSER, O. Beitrag zur Theorie und Konstruktion von stati-  
schen Schweremessern.  
Z. Geophysik 11 (1935), S. 221-234

- [46] MEISSNER, R.; SUTTON, G.; DUENNEBIER, F. Mondbeben. Umschau (1971) 4, S. 111 u. 115
- [47] MELTON, B.S.; KIRKPATRICK, B.M. The symmetrical triaxial seismometer - its design for application to long period seismometry. Bull. seism. Soc. Amer. 60 (1970) 3, S. 717-739
- [48] MILLER, W.F. The caltech digital seismograph. J. geophys. Res. 68 (1963) 3, S. 841-847
- [49] MOLARD, P. Le séismographe amplifié en haute fréquence de la station du Norne des Cadets (Martinique). Ann. Géophys. 3 (1947), S. 24-39
- [50] MOLARD, P. Séismographes à amplification électrostatique. Ann. Géophys. 11 (1955), S. 369-373
- [51] MOLNAR, P.; u. a. Small earthquakes and explosions in Western North America recorded by new high gain, long period seismographs. Nature 224 (1969) 5226, S. 1268-1273
- [52] PLEŠINGER, A. Theory and realization of broad-band feedback seismographs. Gen. Ass. ESC, Luxembourg, Sept. 1970
- [53] POHL, R.W. Mechanik, Akustik und Wärmelehre. Berlin 1955
- [54] PRESS, F.; EWING, M.; LEHNER, F. A long period seismograph system. Trans. amer. geophys. Un. 39 (1958), S. 106-108
- [55] RAKITOV, W.A.; PONSE, L.; PROSKURJAKOVA, T.A. Der Einfluß der Änderung der Konstanten einiger Seismographentypen auf ihre Amplituden-Frequenz-Charakteristik (russ.). Fizika Zemli (1970) 11, S. 76-81
- [56] RHODE u. SCHWARZ. Neues von Rhode und Schwarz, 37. Juni/Juli 1969
- [57] ROBERTSON, F. On long-period seismographic disturbances. Trans. amer. geophys. Un. 27 (1946), S. 11-13
- [58] RYKOV, A.W.; SIDOROV, J.B. Hoheempfindlicher kapazitiver Seismograph mit Sichtschrieb auf hitzeempfindlichem Papier (russ.). Fizika Zemli (1963) 26, S. 85-92
- [59] SHEFFIELD, H.E. An electronic vertical long period seismometer. IEEE Trans. Instrum. and Measur. (1964), S. 2-7
- [60] SIEBERG, A. Wetterbüchlein. Stuttgart 1918
- [61] SIMON, D. Beiträge zur Korrektur von kinometrischen und gravimetrischen Gezeitenregistrierungen. Geod. u. geophys. Veröff. R. IV H. 13 (1969)

- [62] ŠNIRMAN, G.L. Kondensator-Seismograph (russ.).  
Trudy S.J. (1934) 56, S. 1-14
- [63] SOMMERFELD, A. Vorlesungen über theoretische Physik, Bd. I:Mechanik.  
Leipzig 1948
- [64] SOMMERFELD, A. Vorlesungen über theoretische Physik, Bd. VI:  
Partielle Differentialgleichungen der Physik.  
Leipzig 1948
- [65] SUTTON, G.H. Note on long period noise in seismographs.  
J. geophys. Res. 67 (1962), S. 2082-2084
- [66] SUTTON, G.H.; LATHAM, G.V. Analysis of a feedback controlled seismometer.  
J. geophys. Res. 69 (1964) 18, S. 3865-3882
- [67] SUTTON, G.; OLIVER, J. Seismographs of high magnification at long periods.  
Ann. Géophys. 15 (1959), S. 423-433
- [68] TANAKA, T. On the extensometer of a variable capacitor type.  
Bull. Disaster Prevention  
Research Inst. 15 (1966) Part 3, Nr. 100, S. 49-59
- [69] TEUPSER, CH. Zur Abstimmung und Eichung von elektrodynamischen  
Verrückungsmessern.  
Gerlands Beitr. Geophysik 69 (1960) 5, S. 269-289
- [70] TEUPSER, CH. Die Eichung und Prüfung von elektrodynamischen Seis-  
mographen.  
Freib. Forschungsh. C 130 (1962)
- [71] TEUPSER, CH. Persönliche Mitteilung, 1966
- [72] TEUPSER, CH. Die Aufzeichnung sehr langperiodischer Bodenbewe-  
gungen, in:  
Verfahren und Geräte der mechanischen Schwingungs-  
technik, TH Magdeburg, S. 176-184, 1967
- [73] TEUPSER, CH. Ein verstärkerloser Seismograph mit millionenf-  
acher Vergrößerung.  
Gerlands Beitr. Geophysik 79 (1970) 1, S. 16-22
- [74] TEUPSER, CH.; ULLMANN, W. Ein neuer Vertikalseismograph mit galvanometrischer  
Registrierung.  
Z. Geophysik 29 (1963) 3, S. 115-122
- [75] TEUPSER, CH.;  
UNTERREITMEIER, E. Temperaturkompensierter mechanischer Empfänger für  
langperiodische Vertikalseismographen.  
(WP 42c/145-210) 80328, 30. 1. 1970
- [76] THALER, G.J.; BROWN, R.G. Analysis and design of feedback control systems.  
New York 1960
- [77] TUCKER, M.J. An electronic feedback seismograph.  
J. sci. Instrum. 35 (1958), S. 167-171

- [78] ULLMANN, W. Zur Klassifikation der Seismographen, Schwingungs- oder Erschütterungsmesser.  
Gerlands Beitr. Geophysik 65 (1956), S. 91-108
- [79] ULLMANN, W. Mechanischer Empfänger eines Vertikalseismographen.  
(WP 42c/81689), DWP Nr. 36 221, 05. 04. 1965
- [80] ULLMANN, W. Analytische Seismometrie.  
Berlin 1971
- [81] UNTERREITMEIER, E. Störungen bei langperiodischen Vertikalseismographen. Zur Kompensation der Nulllage,  
in: Vorträge der KAPG-Tagung „Durchführung und Interpretation seismischer Beobachtungen“, Jena 1968, S. 77-94.  
Berlin 1969
- [82] UNTERREITMEIER, E. Kapazitiver Wegaufnehmer.  
WP 746/14995, 7. 9. 1970
- [83] UTSU, T. A long period seismometer with a variable capacity type transducer.  
J. seism. Soc. Japan (ZISIN) II 7 (1954) 3,  
S. 180-184
- [84] VERNON, E.V. An apparatus for the determination of dynamic elastic moduli at low strains.  
J. sci. Instrum. 35 (1958), S. 28-29
- [85] VETCHINKIN, A.N. Elektronischer Seismograph mit kapazitivem Geber (russ.).  
Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. geophys. (1962) 4,  
S. 485-490
- [86] WAHL, A.M. Mechanical springs.  
New York 1963
- [87] WALZER, U. Ein magnetisch astasiertes Vertikalseismometer.  
Gerlands Beitr. Geophysik 29 (1970) 4, S. 265-278
- [88] WIELANDT, E. Ein einfacher elektronischer Entzerrer für Seismometer.  
Z. Geophysik 36 (1970), S. 763-769
- [89] WILLMORE, P.L. Long period vertical seismograph.  
U.S. Pat. Off. 3, 292, 145, Dec. 13, 1966
- [90] ZINKE - BRUNSWIG Lehrbuch der Hochfrequenztechnik.  
Berlin 1965