

**Zeitschrift:** Schweizerische Bauzeitung  
**Herausgeber:** Verlags-AG der akademischen technischen Vereine  
**Band:** 111/112 (1938)  
**Heft:** 24

**Artikel:** Mechanische Eigenschaften von Lockergesteinen  
**Autor:** Haefeli, R.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-49869>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 01.04.2025

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

INHALT: Mechanische Eigenschaften von Lockergesteinen. — Ein dynamischer Drehschwingungsdämpfer. — Schweizerische Möglichkeiten für Ersatztreibstoffe. — Projekt-Wettbewerb für den Steinertorviadukt in Basel. — Mitteilungen: Die Gestaltung eines Verkehrsplatzes. Die

Rundfahrten der Basler Strassenbahnen. Wasserverdunstung und Luftbefeuchtung. Francis-Spiralturbine von 60000 PS. Eine zusammensetzbare Dichtung für Flanschverbindungen. Ein Sonderflugzeug für Fliegereifenahmen. — Literatur. — Sitzungs- und Vortragskalender.

Band 111

Der S. I. A. ist für den Inhalt des redaktionellen Teils seiner Vereinsorgane nicht verantwortlich  
Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet

Nr. 24

## Mechanische Eigenschaften von Lockergesteinen

Von R. HAEFELI, Ing., Institut für Erdbauforschung E. T. H., Zürich

### I. Einleitung

Obschon in den letzten 15 Jahren die Erforschung der mechanischen Eigenschaften von Lockergesteinen in zahlreichen Laboratorien intensiv in Angriff genommen wurde, lässt sich heute in keiner Weise behaupten, dass der Gegenstand dieses Bemühens bereits eine in allen Richtungen befriedigende Abklärung gefunden habe. Eine bezügliche Darstellung muss sich daher von vornherein damit begnügen, den *heutigen Stand* der Erkenntnisse zu beleuchten, ohne den Eindruck zu erwecken, dass schon die letzten Geheimnisse erforscht seien.

Der Grund dafür, dass diese Entwicklung trotz grossen Anstrengungen bald langsam, bald sprungweise erfolgt, liegt wohl in der Schwierigkeit, die sehr zahlreichen Faktoren, die die mechanischen Eigenschaften der Lockergesteine beeinflussen, in genügender Weise zu erfassen und deren Zusammenwirken zu überblicken. Indem anfänglich nur eine geringe Zahl von Einflüssen berücksichtigt wurde, unterschätzte man die zu erwartenden Schwierigkeiten. Raschere Fortschritte wurden jeweils erzielt, wenn ein bisher zu wenig beachteter Faktor in seiner Bedeutung erkannt und in Rechnung gezogen wurde. Als Beispiel dieser schrittweisen Entwicklung sei erwähnt, dass es neuerdings als empfehlenswert betrachtet wird, eine Reihe mechanischer Versuche im thermostatischen Raume durchzuführen, weil sich der Temperatureinfluss als nicht unbedeutend erwiesen hat. Zu den verschiedenen Faktoren, die heute für das mechanische Verhalten homogener Lockergesteine als massgebend erachtet werden, gehören unter anderem: Petrographie, organische Beimengungen, Kornform, Kornverteilung, Anisotropie, Gefüge (insbesondere ob gestört oder ungestört), Lagerungsdichte (namentlich bei Sanden), Chemismus der flüssigen Phase, Wassergehalt, Wasserhaushalt, kolloidchemische Eigenschaften (Tixotropie, Basenaustausch, Koagulation), Spannungszustand des Porenwassers, Aenderung der physikalischen Eigenschaften des Wassers in sehr feinen Kapillaren, Temperatur und Zeit [1 bis 7].

In jedem Einzelfall besteht die Aufgabe nun darin, abzuwägen, welche der zahlreichen Einflüsse überwiegen und den Vorgang beherrschen, während andere nur als Begleiterscheinungen mitspielen oder erst in einer späteren Phase des Prozesses stärker hervortreten.

Im Rahmen dieses Berichtes ist es nicht möglich, einen vollständigen Ueberblick über die verschiedenen Untersuchungsmethoden der Bodenmechanik zu geben. Um dennoch einen Einblick

in das Wesen der Materie zu gewinnen, soll versucht werden, einige der technisch wichtigsten Eigenschaften zu beleuchten, nämlich: *Zusammendrückbarkeit, Kapillarität, Wasserdurchlässigkeit, Scherfestigkeit, innere Reibung und Ruhedruck*. Dabei werden wir bemüht sein, die in verschiedenen Erdbaulaboratorien gewonnenen Erfahrungen und Ergebnisse zu berücksichtigen, um zu einer Synthese zu gelangen.

### II. Zusammendrückbarkeit

Der Zusammendrückungsversuch bei veränderter Seitenausdehnung, der in der Regel mit wassergesättigten, gestörten oder ungestörten Proben durchgeführt wird, bezweckt die Ermittlung der Setzung, des Wassergehaltes, des Porenvolumens, der Porenziffer und des Raumgewichtes in Funktion des Druckes. Es werden dadurch die nötigen Grundlagen für Setzungsberechnungen erhalten.

Die zur Durchführung dieser Versuche verwendeten Oedometer beruhen in der Regel darauf, dass das Material in einem zylindrischen Presstöpf einer stufenweise veränderten Vertikalbelastung ausgesetzt wird, wobei das überschüssige Porenwasser sowohl durch den Druckkolben, als auch durch die Bodenplatte, d. h. in vertikaler Richtung, ausströmen kann.

Abb. 1 zeigt ein im Erdbaulaboratorium der Versuchsanstalt für Wasserbau seit 1935 verwendetes Oedometer, dessen schwebend aufgehängte Seitenschalung nach dem Zusammendrückungsversuch ohne Störung der Probe entfernt werden kann, um anschliessend einen Druckversuch ohne Seitenschalung durchzuführen.

Eine von Ing. E. Maag konstruierte Batterie von vier Oedometern ermöglicht die serienmässige Durchführung von Zusammendrückungs-, Durchlässigkeits- und Kapillaritätsversuchen (Abb. 2).

Wird ein gestörtes, wassergesättigtes Lockergestein, bestehend aus einer dispersen festen und einer flüssigen Phase, als allseitig geschlossenes System, das unter der Spannung  $\sigma_i$  verdichtet wurde, durch eine Zusatzspannung  $\sigma_E$  belastet, so erhebt sich die Frage nach der *Verteilung dieser Mehrlast auf die beiden Phasen*. Da der prozentuale Anteil von fester und flüssiger Substanz am Gesamtquerschnitt der Probe durch die Porenziffer  $e_i$  bestimmt ist, kann auf Grund des Elastizitätsmoduls  $E_W$  des Wassers einerseits und des Plastizitätsmoduls  $M_E$  der Probe andererseits das Verhältnis der Porenwasserspannung  $\sigma_W$  zur totalen Zusatzspannung  $\sigma_E$  nach Abb. 3 berechnet werden. Man erhält für dieses Spannungsverhältnis einen Ausdruck, der abhängig ist von der Grösse der Vorspannung  $\sigma_i$ , dem Elastizitätsmodul des Wassers, der Zusammendrückungszahl  $\Delta_e$  des Materials

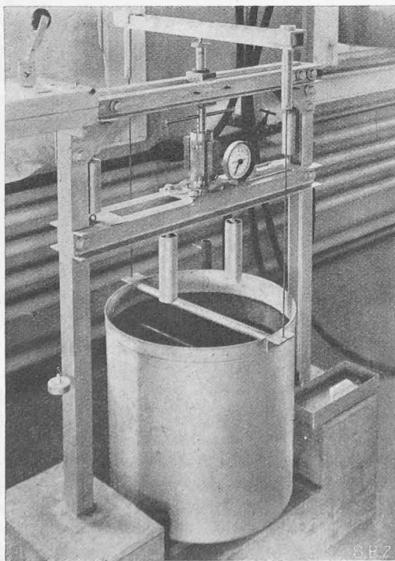


Abb. 1. Spezial-Oedometer

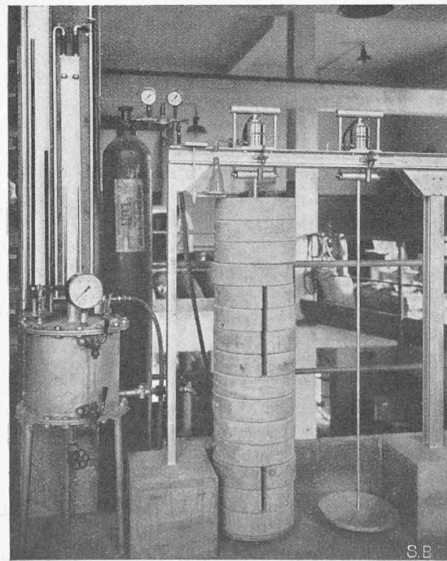


Abb. 2. Apparat zur Untersuchung der Zusammendrückbarkeit, Durchlässigkeit und Kapillarität

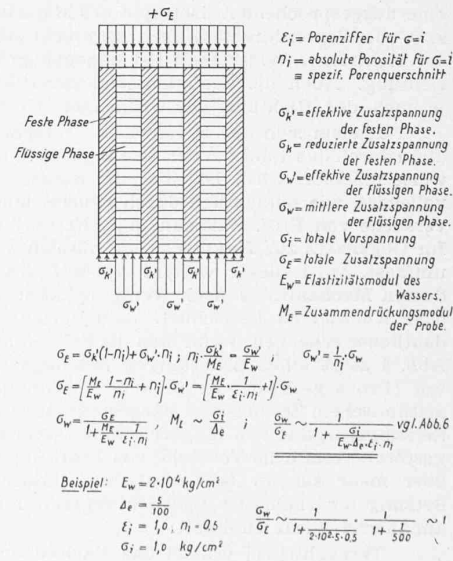


Abb. 3. Verteilung einer Zusatzspannung auf feste und flüssige Phase

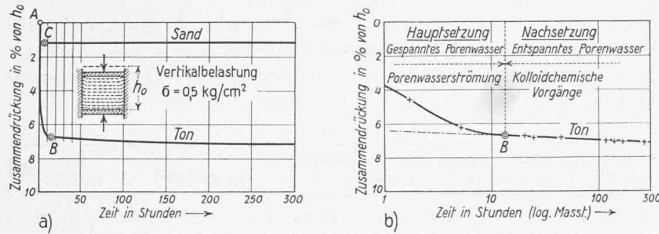


Abb. 4a und 4b. Setzungskurven für konstante Belastung

und der Porenziffer  $\epsilon_i$ . Ein Beispiel zeigt, dass in der Regel fast die gesamte Zusatzlast vom Porenwasser übernommen wird, weil eben das am Ausströmen zunächst verhinderte Wasser ein sehr viel starrereres System darstellt, als die disperse feste Phase.

Das elastische Verhalten eines solchen geschlossenen Systems ist somit in erster Linie durch den Elastizitätsmodul des Wassers bedingt. Man denke sich zum Beispiel eine wassergesättigte Tonschicht von 20 m Mächtigkeit auf einer undurchlässigen Unterlage aufruhend. Das Porenwasser befindet sich überall im hydrostatischen Gleichgewicht. Plötzlich werde der freie Wasserspiegel, der ursprünglich auf der Höhe der Bodenoberfläche liege, durch Aufstau um 10 m gehoben. Das Wasser in den Poren des Tons erfährt dadurch eine Mehrbelastung von  $1 \text{ kg/cm}^2$ , wodurch auf 20 m Höhe eine elastische Zusammendrückung der flüssigen Phase und damit der Tonschicht in der Grössenordnung von nur 1 mm entsteht.

Wird nun das durch eine Zusatzspannung  $\sigma_E$  belastete System nach aussen geöffnet, indem man das Porenwasser oben und unten austreten lässt, so vollzieht sich der Setzungsvorgang unter konstanter Last um so rascher, je durchlässiger das Material und je kleiner die Probehöhe ist.

In Abb. 4 ist der charakteristische Verlauf der primären Setzung für Sand und Ton dargestellt. Beim wasserdurchlässigen Sand strömt das überschüssige Porenwasser in kürzester Zeit aus, sodass der Setzungsvorgang, der hier meistens von einem Zusammenbrechen der ursprünglichen und der Bildung einer neuen, der veränderten Belastung angepassten Struktur begleitet ist, sich in der Hauptsache in wenigen Sekunden vollzieht. Die Grösse der Setzung ist hier vor allem von der Dichte der ursprünglichen Lagerung abhängig. Beim Ton hingegen kann das Porenwasser infolge der geringen Durchlässigkeit des Materials trotz sehr grossem Druckgefälle nur langsam ausströmen, sodass jener Teil der Setzung, der hauptsächlich durch die Strömungsvorgänge des Porenwassers bedingt ist, je nach der Höhe der Probe, Tage oder Wochen in Anspruch nimmt. Dieser Vorgang lässt sich für gewisse Annahmen bei bekanntem Durchlässigkeitskoeffizienten nach Terzaghi-Fröhlich näherungsweise berechnen. Die Setzung ist beim Ton um ein Vielfaches grösser als beim Sand, was sich unter anderem dadurch erklären lässt, dass der Ton bei hoher, mit dem Druck stark veränderlicher, absoluter Porosität einen relativ grossen Prozentsatz schuppenförmiger Teile aufweist, die sich senkrecht zur Druckrichtung orientieren [8]. Diese Orientierung wird makroskopisch sichtbar, wenn man die Probe im Wasser zerfallen lässt, sie macht sich ferner durch eine ausgesprochene Anisotropie des Materials bemerkbar. So ist z. B. die Wasserdurchlässigkeit senkrecht zur Schichtung kleiner, der elektrische Widerstand [9] dagegen grösser als in Schichtrichtung. Auch die Festigkeitseigenschaften des Materials sind je nach der Richtung der wirksamen Kräfte verschieden [18].

Nachdem sich das Porenwasser entspannt hat, welches Stadium durch den Punkt B der Setzungskurve des Tones näherungsweise markiert wird, ist aber der Setzungsvorgang noch nicht vollendet, wie namentlich durch neuere, langdauernde Setzungsversuche von Prof. Buisman in Delft [10] nachgewiesen wurde. Im Gegensatz zur Hauptsetzung, die den Vorgang von A bis B umfasst, wird dieser weitere Verlauf des Setzungsvorganges, dessen Mechanismus noch wenig bekannt ist, als Nachfliessen oder Nachsetzen bezeichnet. Sein Verlauf lässt sich im Bilde deutlicher erkennen, wenn man die Zeit im log. Masstab aufträgt. Abb. 4 zeigt einen zehntägigen Setzungsversuch mit Gehängeton (Probe gestört), der in a im gewöhnlichen, in b mit logarithmischem Zeitmasstab dargestellt ist, während Abb. 4c einen Setzungsvorgang von längerer Dauer veranschaulicht (Probe ungestört). Aehnliche Versuche von Prof. Buisman, die sich jedoch über mehr als ein Jahr erstrecken, lassen erkennen, dass die Setzung innerhalb der Beobachtungszeit mit dem Log. der Zeit annähernd linear zunimmt.

Terzaghi [11] erklärt das Nachsetzen der Tone durch die Annahme einer Grenzschicht zwischen der festen und flüssigen Phase von der Dicke eines kleinen Bruchteils eines Mikrons. Innerhalb dieser Grenzschicht, die in Abb. 5 durch die schräg

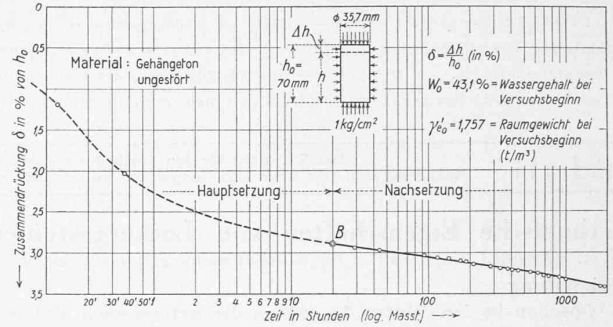


Abb. 4c. Setzung in Funktion der Zeit für  $\sigma = 1 \text{ kg/cm}^2$

schraffierte Fläche dargestellt ist, nimmt die Zähigkeit von einem maximalen Wert an der Oberfläche der festen Teilchen bis zur normalen Zähigkeit des Wassers an der Aussenfläche der Grenzschicht ab. Während bei der Hauptsetzung, die durch die Stadien a bis b charakterisiert ist, die Zähigkeit der Grenzschicht noch wenig ins Gewicht fällt, spielt sie beim Nachsetzen, d. h. beim Uebergang von b nach c, eine wesentliche Rolle, weil hier die sehr zähen, in unmittelbarer Nähe der Oberfläche der Festsubstanz gelegenen Teile der Grenzschicht verdrängt werden müssen.

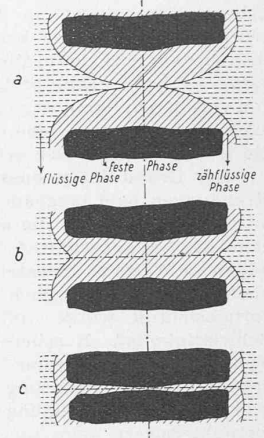


Abb. 5. Verdichtungsstadien

Vom petrographischen Gesichtspunkt aus gesehen, steht das Nachsetzen im Zusammenhang mit der Verwandlung der Lockergesteine in Festgesteine, die sich in geologischen Zeiträumen vollzieht. Die Grössenordnung der Nachsetzung ist, sobald man genügend lange Perioden berücksichtigt, durchaus vergleichbar mit jener der Hauptsetzung.

Erhöht man z. B. bei dem hier untersuchten Gehängeton die Vertikalbelastung von  $1 \text{ kg/cm}^2$  auf  $10 \text{ kg/cm}^2$ , so entsteht eine spezifische Hauptsetzung von rund  $18\%$ , bzw. eine Verminderung der absoluten Porosität von rund  $12\%$ . Nach Vollzug der Hauptsetzung beträgt aber die Porosität immer noch rund  $30\%$ , also wesentlich mehr als diejenige eines normalen Tonschiefers. Die allmähliche Verwandlung des verdichteten Tones in Tonschiefer und die entsprechende Reduktion des Porenvolumens erfolgt nun zum Teil durch weitere Verdichtung infolge Nachsetzens, zum Teil durch Umkristallisation der festen Phase in der Wechselwirkung mit der flüssigen Phase (Frühmetamorphose).

In den meisten Fällen muss man sich bei Laboratoriumsuntersuchungen damit begnügen, die Hauptsetzung zu ermitteln, doch darf man bei der Beurteilung der Versuchsergebnisse den Einfluss des Nachfliessens in langen Zeiträumen nicht übersehen.

Um die Beziehung zwischen Hauptsetzung und Druck zu erkennen, werden Zusammendrückungsversuche mit stufenweise erhöhter Belastung durchgeführt. Aus dem scheinbaren Endwert der Setzung, die sich für jede Belastungsstufe ergibt, berechnen wir die spez. Setzung  $\lambda_i$ , d. i. die prozentuale Höhenänderung, die die Probe gegenüber ihrer Höhe für  $\sigma_i = 1 \text{ kg/cm}^2$  erfährt. Stellt man die spezifischen Setzungen, den Wassergehalt usw. in Funktion des im log. Masstab aufgetragenen Belastungsindex

$$\lambda_i = \frac{\sigma_i}{\sigma_1} \text{ dar, so erhält man die in Abb. 6 dargestellten Kurven.}$$

Die mit einer grösseren Zahl gestörter Bodenproben im Erdbaulaboratorium der Versuchsanstalt für Wasserbau durchgeführten Versuche zeigen, dass die primäre spez. Hauptsetzung sich allgemein durch die Gleichung:

$$\lambda_i = Z \ln (\alpha \lambda_i + 1 - \alpha); \lambda_i = \frac{\sigma_i}{\sigma_1}; \sigma_1 = 1 \text{ kg/cm}^2 \quad (1)$$

ausdrücken lässt, in der die Materialbeschaffenheit durch zwei Kennziffern,  $Z$  und  $\alpha$  charakterisiert ist.

Auf Grund von Gewichts- und Wassergehaltsbestimmungen am Anfang und Ende des Zusammendrückungsversuches lässt sich auch die Abhängigkeit des Raumgewichtes, des Wassergehaltes, der absoluten Porosität und der Porenziffer vom Druck  $\sigma_i$  berechnen.

Eine wesentliche Vereinfachung ergibt sich für eine grosse Zahl von Lockergesteinen in gestörtem Zustand dadurch, dass der Kennwert  $\alpha$  in obiger Gleichung (1) den Wert 1 annimmt, wobei

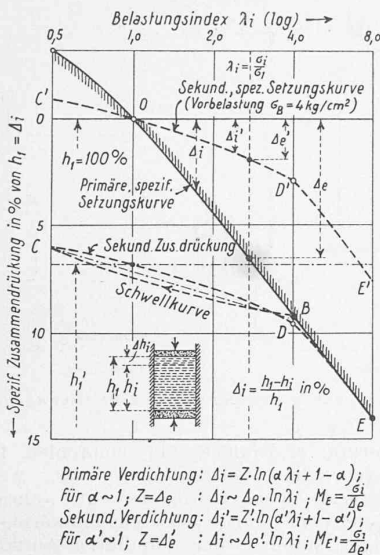


Abb. 6. Zusammendrückung in Funktion des Druckes

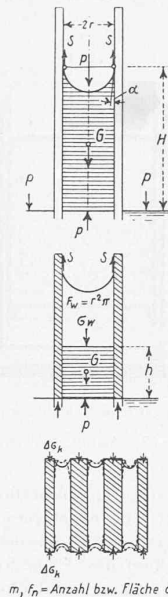


Abb. 7a, b, c. Kapillarspannungen in feinen Kapillaren

a) Berechnung der kapillaren Steighöhe H

$$\cos \alpha \cdot 2r \pi s - r^2 \pi \cdot \gamma \cdot H = 0$$

für  $\cos \alpha = 1$  :  $H = \frac{2s}{r}$

s = Oberflächenspannung des Wassers  
 $\gamma$  = Raumgewicht

b) Berechnung der Porenwasser-Spannung in der Kapillare

$$F_w (\sigma_w + \gamma h - p) = 0$$

$$\sigma_w = p - \gamma h$$

für  $h \leq 10 \text{ m}$  :  $\sigma_w \geq 0$  (Druck)  
 für  $h \geq 10 \text{ m}$  :  $\sigma_w \leq 0$  (Zug)

c) Berechnung der Zusatzspannung der festen Phase

$$\Delta \sigma_k = m \cdot 2r \pi \cdot s = \frac{2 \cdot \ln \cdot s}{r} = f_n \cdot H \cdot \gamma$$

$\Delta \sigma_k$  = zusätzliche Spannung der festen Phase infolge Kapillareffekt, bezogen auf den Gesamtquerschnitt der Probe.  
 $m, f_n$  = Anzahl bzw. Fläche der wassergefüllten Poren pro Flächeneinheit.

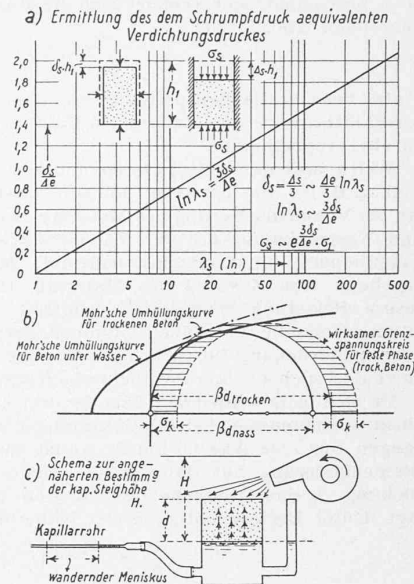


Abb. 8. Ermittlung des dem Schrumpfdruck äquivalenten Verdichtungsdruckes usw.

die Zusammendrückungskurve zur Geraden wird, während sich ihre Gleichung wie folgt vereinfacht:

$$\Delta_i = \Delta_e \ln \lambda_i ; \Delta_e = Z \dots \dots \dots (2)$$

Für  $\lambda_i = e$  wird  $\Delta_i = \Delta_e$ .

In diesem Falle lässt sich somit die primäre Zusammendrückbarkeit des Materials im betrachteten Druck- und Zeitbereich durch eine einzige Materialkonstante, die *Zusammendrückungszahl*  $\Delta_e$ , d. i. die prozentuale Höhenänderung der Probe infolge einer Drucksteigerung von 1 auf  $e \text{ kg/cm}^2$ , kennzeichnen. Ändert man die Vertikalbelastung  $\sigma_i$  um einen unendlich kleinen Betrag  $d\sigma_i$ , so ergibt sich für die Änderung der spezifischen Zusammendrückung:

$$d \Delta_i = \frac{\Delta_e}{\sigma_i} d \sigma_i = \frac{d \sigma_i}{M_E} ; M_E = \frac{\sigma_i}{\Delta_e} \dots \dots \dots (3)$$

Der Zusammendrückungsmodul  $M_E$  ist dem Elastizitätsmodul  $E$  der elastischen Körper vergleichbar, mit dem wesentlichen Unterschied, dass es sich bei den Lockergesteinen hauptsächlich um unelastische Vorgänge handelt, und dass der Zusammendrückungsmodul  $M_E$  für ein und dasselbe Material keine Konstante ist, sondern bei verhinderter Seitenausdehnung mit zunehmender Hauptspannung  $\sigma_i$  proportional zunimmt. Aus diesem Grunde wird vielfach angenommen, dass der Zusammendrückungsmodul des Erdreiches mit der Tiefe unter der Oberfläche grösser wird.

Die plastische Natur der primären Zusammendrückung gestörter Lockergesteine ergibt sich aus der *Reversion des Versuches*, bei der man, anschliessend an den Verdichtungsprozess, die Belastung stufenweise abbaut, wobei das Material unter Wasseraufnahme einen Schwellprozess durchmacht. Dabei zeigt sich, wie in Abb. 6 durch die *Schwellkurve* B-C dargestellt wurde, dass nur ein kleiner Bruchteil der primären Zusammendrückung reversibel ist. Wird der Belastungsvorgang nach der Schwellung wiederholt, so erhält man die *sekundäre* Zusammendrückungskurve C-D, die mit der Schwellkurve eine Hysteresisschleife bildet, und bei Vertikaldrücken, die höher sind als die Vorspannung  $\sigma_B$ , in die primäre Verdichtungskurve B-E einmündet. Reduziert man den Linienzug C-D-E, indem man nur die prozentualen Setzungsdifferenzen gegenüber der Probehöhe  $h_i'$  (ausgehend von der Abszissenaxe durch O) aufträgt, so erhält man die sekundäre spez. Setzungskurve C'-D'-E'. Einen entsprechenden Verlauf nimmt die spez. Setzung einer *ungestörten* Materialprobe, die in der Natur eine zunächst unbekannte Verdichtung und später eine Schwellung erfahren hat. Der Knickpunkt D' lässt auf die Grösse der Vorbelastung schliessen und gibt dadurch Anhaltspunkte über die Belastungsvorgeschichte des Materials, die auch vom geologischen Gesichtspunkt interessant sind.

Man hat demnach zwischen einer Zusammendrückungszahl der primären, und einer solchen der sekundären Verdichtung zu unterscheiden ( $\Delta_e$  und  $\Delta_e'$ ). Die letzte kann nicht als reine Materialkonstante aufgefasst werden, weil sie von Grösse und Dauer der Vorbelastung abhängig ist. Im Gegensatz zur primären Setzungskurve erweist sich die sekundäre im Bereich der Vorbelastung als quasi-reversibel.

Die in Abb. 6 dargestellten spez. Setzungskurven (primäre und sekundäre) können nun in einfacher Weise zur graphischen Setzungsanalyse des Baugrundes benutzt werden [12]. Um die

sen Zusammenhang zu betonen, wurde hier nicht wie üblich das bekannte Druck-Porenzifferdiagramm, sondern die Kurve der spez. Setzung in den Vordergrund der Betrachtung gestellt.

III. Kapillarität

Die mannigfaltigen Kapillarercheinungen sollen hier in schematisch vereinfachter Darstellung soweit skizziert werden, als sie die mechanischen Eigenschaften der feindispersen Zweiphasensysteme, insbesondere deren Festigkeitseigenschaften beeinflussen, und für das Frostproblem der Strassen von Bedeutung sind.

Es sei zunächst erinnert an die Berechnung der kapillaren Steighöhe für eine zylindrische Kapillare vom Radius  $r$  (Abb. 7a). Betrachtet man das Gleichgewicht der schraffierten, über dem freien Wasserspiegel stehenden Wassersäule, auf die oben und unten der Atmosphärendruck  $p$  wirkt, so erhält man als kapillare Steighöhe:

$$H = \frac{2s}{\gamma r} \dots \dots \dots (4)$$

worin bedeuten:  $s$  = Oberflächenspannung des Wassers in  $\text{gr/cm}$   
 $\gamma$  = Raumgewicht des Wassers in  $\text{gr/cm}^3$   
 $H$  = Kapillare Steighöhe in  $\text{cm}$

Damit für Wasser eine Steighöhe von 10 m erreicht wird, müsste beispielsweise nach Gl. 5 die Kapillare einen Durchmesser von 33 Mikron aufweisen.

Die Spannung des Kapillarwassers berechnet sich nach Abb. 7b in der Höhe  $h$  über dem freien Wasserspiegel zu:

$$\sigma_w = p - \gamma h \dots \dots \dots (5)$$

Solange das Produkt  $\gamma h$  kleiner ist als der Atmosphärendruck  $p$ , d. h. solange die kapillare Steighöhe auf Meereshöhe 10 m nicht übersteigt, kann die Porenwasserspannung nicht negativ werden.

Bei kapillaren Steighöhen dagegen, die über 10 m liegen, müsste nach obiger Gleichung eine Zugspannung in der flüssigen Phase auftreten, wobei sich sofort zwei Fragen erheben:

1. Sind die an größeren Kapillaren abgeleiteten Gesetze für sehr feine Kapillaren noch gültig?
2. Sind Zugspannungen im Wasser überhaupt denkbar?

Einen Ausweg aus diesem Dilemma wies Terzaghi durch die bereits erwähnte Hypothese, dass das Wasser in feinen Kapillaren infolge der molekularen Anziehung der Kapillarwände seine physikalischen Eigenschaften vollständig ändert und somit auch Scher- und Zugfestigkeiten aufweisen kann [1]. Auch die Änderung der Oberflächenspannung der flüssigen Phase infolge höherer Konzentration wurde anderweitig in Betracht gezogen [13]. Neuere Erfahrungen scheinen diese Hypothesen zu bestätigen, doch muss letzten Endes das exakte Studium dieser Fragen der theoretischen Physik, der Kristall- und Kolloidchemie überlassen werden.

Wesentlich für unsere Betrachtung ist nun der Umstand, dass die gesamte Meniskusspannung von der Kapillarwand aufgenommen wird, wodurch in dieser sehr erhebliche zusätzliche Druckspannungen entstehen. Werden diese Zusatzspannungen auf den Gesamtquerschnitt der Probe bezogen und der wirksame spez. Querschnitt der wassergefüllten Poren pro Flächeneinheit

mit  $f_n$  bezeichnet, so berechnet sich die Mehrbelastung der festen Phase nach Abb. 7c zu:

$$\Delta \sigma_k = \frac{2 f_n s}{r}, \dots \dots \dots (6)$$

ist also der Oberflächenspannung und dem massgebenden Porenquerschnitt direkt, dem wirksamen Kapillardurchmesser dagegen indirekt proportional.

Welch bedeutende Kapillarspannungen im feinkörnigen Material, z. B. im Ton entstehen können, lässt sich ermessen, wenn man die Volumenänderung des Materials beim Schwindprozess infolge Austrocknung mit der Volumenänderung beim primären Zusammendrückungsversuch vergleicht. Zu diesem Zwecke sei, ausgehend vom Zustand des Materials für  $\sigma = 1 \text{ kg/cm}^2$ , die äussere Belastung rechnerisch ermittelt, die bei verhinderter Seitenausdehnung die selbe Volumenänderung durch plastische Zusammendrückung hervorbringt, wie sie andererseits bei einem Schwindversuch an einer Parallelprobe festgestellt wird (Abb. 8a).

Da sich beim Schwinden jede der drei Axen des Probekörpers nahezu gleichmässig, bei der Zusammendrückung im Oedometer dagegen nur eine Axe verkürzt, so ist die Bedingung gleicher Volumenänderung nur dann erfüllt, wenn die spez. Zusammendrückung  $\Delta s$  das Dreifache des linearen Schwindmasses  $\delta_s$  beträgt. Unter Berücksichtigung der Näherungsgleichung 3 folgt:

$$\delta_s = \frac{\Delta s}{3} \sim \frac{\Delta e}{3} \ln \left( \frac{\sigma_s}{\sigma_1} \right)$$

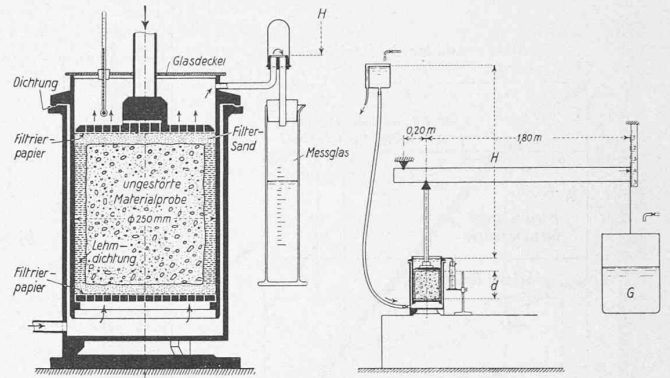
$$\sigma_s \sim e^{\frac{\Delta e}{3 \delta_s}} \sigma_1 \dots \dots \dots (7)$$

Beim Schwindvorgang sind deutlich zwei Phasen zu unterscheiden [11]. In einer ersten Phase nehmen die Kapillarspannungen mit abnehmendem Wassergehalt bei konstanter Verdunstungsgeschwindigkeit allmählich zu, die Oeffnungen der Kapillaren ziehen sich zusammen, wobei die Druckspannungen in der festen Phase schliesslich einen Grenzwert erreichen, den man *Schrumpfdruck* nennt. Die zweite Phase des Schwindvorganges vollzieht sich unter annähernd konstantem Verdichtungsdruck (Schrumpfdruck) bei abnehmender Verdunstungsgeschwindigkeit. Wir bezeichnen daher  $\sigma_s$  als den dem *Schrumpfdruck äquivalenten Verdichtungsdruck* (Schrumpfdruckäquivalent). Er stellt ein Mass dar für die beim Schwinden des Materials in der festen Phase auftretenden Druckkräfte, bezogen auf den Gesamtquerschnitt der Probe.

Nach Ermittlung der Zusammendrückungszahl  $\Delta e$  und des Schwindmasses  $\delta_s$  kann gemäss dem in Abb. 8a dargestellten Diagramm der dem Schrumpfdruck äquivalente Verdichtungsdruck abgelesen werden. Für ein Schwindmass  $\delta_s = \Delta e$  ergibt sich beispielsweise ein Schrumpfdruckäquivalent von rund  $20 \text{ kg/cm}^2$ .

In Anbetracht der Grössenordnung dieser Kräfte versteht man leicht, dass feindisperse Lockergesteine, wie Tone, beim Austrocknen eine ausserordentliche Härte und Festigkeit erreichen. Man erkennt ferner, um ein verwandtes Gebiet zu berühren, die mechanische Seite der Schwindvorgänge im Beton [14]. Der Sinn der alten Bauregel, wonach Schwunderscheinungen durch Feuchthalten des Betons während seiner Erhärtung eingeschränkt werden können, wird offenbar. Das Auftreten der Kapillarspannungen wird nämlich durch obige Massnahme auf einen Zeitpunkt verschoben, in dem der Beton in seiner Erhärtung weiter fortgeschritten ist und der deformierenden Wirkung der Kapillarkräfte einen viel grösseren Widerstand entgegengesetzt als der frische Beton. Verständlich wird ferner, dass die Erhöhung der Zementdosierung nicht unbedingt eine Herabsetzung der Schwindmasse zeitigt, weil durch die stärkere Dosierung der feindispersen Phase wohl eine Erhöhung der Kapillarkräfte, gleichzeitig aber (unveränderter Wasserzusatz vorausgesetzt) eine Erhöhung des Elastizitätsmasses erzielt wird, zwei Wirkungen, die sich ev. kompensieren. Das Auftreten der Kapillarkräfte beim Austrocknen feindisperser Systeme lässt ferner verstehen, dass trockene Beton- oder Mörtelproben unter sonst gleichen Verhältnissen höhere Festigkeiten aufweisen als entsprechende Proben unter Wasser, wobei es natürlich bei den ersten auf den Grad der Austrocknung, bzw. auf das Versuchsklima ankommt. Das Studium der Kapillarscheinungen ist demnach von allgemeiner Bedeutung. Auf dem Gebiete des Beton- und Eisenbetonbaues hat es namentlich durch die bahnbrechenden Arbeiten von Freyssinet, unter Anwendung der *thermodynamischen* Betrachtungsweise (Verdampfungsgleichgewicht) und der Einführung von Klimastufen zu neuen Erkenntnissen über die Schwind- und Kriecherscheinungen geführt, die sich auch für die Erdbauforschung als fruchtbar erweisen dürften [15].

Die Ermittlung der *kapillaren Steighöhe H* von Lockergesteinen gewinnt bei der Beurteilung der Frostschäden am Strassenkörper und deren Bekämpfung praktische Bedeutung. Von den verschiedenen Versuchsmethoden zur Bestimmung von *H* sei hier eine einzige erwähnt, die die natürlichen Vorgänge am anschaulichsten wiedergibt. Diese Methode wurde von Beskow entwickelt



SCHEMAT. SCHNITT DURCH DEN PRESSTOPF      GESAMTANORDNUNG  
 Abb. 9. Apparatur zur Bestimmung der Durchlässigkeitsziffer  $k_{10}$  (a, b)

und vom Erdbaulaboratorium in Freiberg [16] empfohlen. Bekanntlich entstehen gefährliche Frosthebungen dann, wenn ein eislinisbildendes Material in der Frostzone liegt, während zwischen der Frostzone und dem Grundwasser ein feinkörniges, nicht allzu undurchlässiges Material den kapillaren Aufstieg des Wassers ermöglicht. Die kapillare Steighöhe dieser letzten Erdart ist neben ihrer Durchlässigkeit unter Umständen massgebend für die Grösse des Nachschubes an Kapillarwasser in die Frostzone. Um sie zu messen, wird die Unterfläche der Materialprobe unter Wasser getaucht, während gleichzeitig durch Warmluftstrom das Kapillarwasser an der freien Oberfläche der Probe zum Verdunsten gebracht wird (Abb. 8c). Nach einiger Zeit stellt sich eine mehr oder weniger konstante Verdunstungsgeschwindigkeit, bzw. ein stationärer Strömungszustand ein. In diesem Zustand misst man die kapillare Hubgeschwindigkeit  $v$  und kann nach dem Filtergesetz von Darcy bei bekannter Durchlässigkeitsziffer  $k$  des Materials die kapillare Steighöhe  $H$  angenähert berechnen.

Je grösser die pro Zeiteinheit kapillar aufsteigende Wassermenge ist, um so grösser ist die Gefahr der Entstehung von Frostschäden, vorausgesetzt, dass sich in der Frostzone ein eislinisbildendes Material befindet. Ueber die Frage, ob ein Material eislinisbildend sei oder nicht, gibt es verschiedene Kriterien, z. B. dasjenige von A. Casagrande [15], das sich auf die Kornverteilung des Materials bezieht.

**IV. Wasserdurchlässigkeit**

Die Wasserdurchlässigkeit wird gekennzeichnet durch die *Durchlässigkeitsziffer  $k_{10}$* , d. i. die Filtergeschwindigkeit des Wassers beim Druckgefälle 1 und  $10^0$  Temperatur. Es handelt sich dabei um eine *scheinbare* Geschwindigkeit, weil sie berechnet wird unter der Annahme, dass der Gesamtquerschnitt der Probe vom Wasser durchflossen werde, während in Wirklichkeit nur ein Bruchteil dieses Querschnittes für den Durchfluss zur Verfügung steht. Die *effektive* Filtergeschwindigkeit beträgt also unter Umständen, je nach der Natur des Porensystems, ein Vielfaches der scheinbaren.

Die Durchlässigkeitsziffer  $k_{10}$  ist *keine* Materialkonstante, sondern eine Funktion der jeweils vorhandenen Porenziffer; diese wiederum ist abhängig von der Belastungsvorgeschichte des Materials. Die *Versuchsapparatur* zur experimentellen Bestimmung der Wasserdurchlässigkeit muss daher ermöglichen, das Material vor dem Beginn des Wasserdurchflusses so vorzubereiten, dass ein bestimmter Verdichtungsgrad erreicht wird, was analog wie beim Oedometerversuch durch die plastische Zusammendrückung der Probe bei verhinderter Seitenausdehnung geschieht. Die Prüfung der Wasserdurchlässigkeit kann somit vorteilhaft mit der Ermittlung der Zusammendrückbarkeit kombiniert werden, indem man, anschliessend an den Setzungsversuch für verschiedene Laststufen, den Durchlässigkeitsversuch durchführt.

Als Apparat für feinkörnige Böden ohne grobe Fraktion benutzt das Erdbauinstitut der E.T.H. das bereits erwähnte Kapillarimeter (Abb. 3). Zur Durchlässigkeitsprüfung gemischtkörniger Materialien wurde 1935 ein grösserer Apparat konstruiert mit 250 mm lichtigem Durchmesser, der in Abb. 9 schematisch dargestellt ist [17]. Die gestörte oder ungestörte Bodenprobe wird zwischen zwei Filterschichten mit seitlicher Abdichtung in den inneren Presstopf eingebaut. Durch einen vertikalen Stempel kann eine Pressung bis  $4 \text{ kg/cm}^2$  ausgeübt werden. Dieser Presstopf wird in einen grösseren Zylinder eingesetzt. Der durch einen Gummiring gedichtete Raum zwischen dem innern und äusseren Zylinder dient zur Einleitung des Druckwassers, das durch die gelochte Bodenplatte eintritt und die Materialprobe von unten nach oben durchströmt. Die Menge

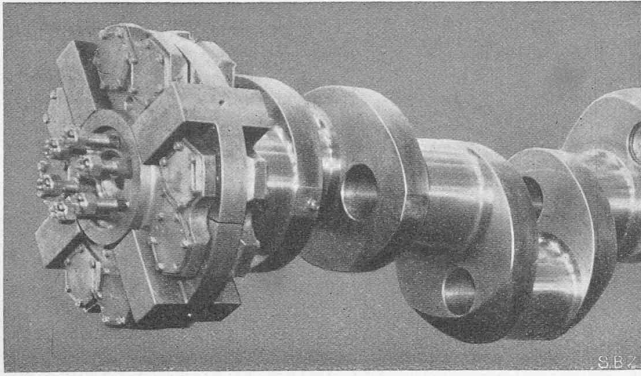


Abb. 3. Sarazin-Schwingungsdämpfer angebau an einer Kurbelwelle

des durch den perforierten Kolben austretenden Sickerwassers wird bei geringem Durchfluss zur Verhinderung der Verdunstung unter Luftabschluss gemessen. Nach dem Darcy'schen Filtergesetz für *laminare Strömung* berechnet sich nun die Durchlässigkeitsziffer  $k_{10}$  wie folgt:

$$k_{10} = \frac{v_{10}}{J} = v_{10} \frac{d}{H} \dots \dots \dots (8)$$

Die Filtergeschwindigkeit  $v_{10}$  wird aus der gemessenen Wassermenge und dem massgebenden Durchflussquerschnitt der Probe unter Berücksichtigung der jeweils vorhandenen Wassertemperatur berechnet, während  $d$  die Höhe der Probe und  $H$  die nach Bedarf einstellbare Druckdifferenz des ein- und austretenden Sickerwassers darstellt.

(Schluss folgt)

### Ein dynamischer Drehschwingungsdämpfer

Bei Kolbenkraftmaschinen ist die Tangentialkraft an den Kurbeln periodisch veränderlich, und die Kurbelwelle bildet mit den angekuppelten Schwungmassen zusammen ein elastisches System, das Drehschwingungen mit einer bestimmten Eigenschwingungszahl ausführen kann. Fällt der Takt der periodisch veränderlichen Umfangskraft mit demjenigen der Eigenschwingung zusammen, so tritt Resonanz auf, die grosse zusätzliche Verdrehungen der Welle und damit gefährliche Spannungserhöhungen zur Folge hat. Die Resonanz-Drehzahl nennt man die kritische, und zwar spricht man von kritischen Drehzahlen erster, zweiter,  $\nu$ -ter Ordnung, je nachdem die Welle eine, zwei oder  $\nu$  Schwingungen pro Umdrehung ausführt.

Die Schwingungsdämpfer haben nun die Aufgabe, ein Gegenmoment zu erzeugen, das grosse Schwingungsausschläge verhindert. Bei den meisten Dämpfern wird zur Erzeugung des Gegenmomentes die relative Bewegung zwischen der schwingenden Welle und einer sich mit fast unveränderlicher Winkelgeschwindigkeit drehenden Schwungmasse benützt, wobei z. B. zwei Scheiben sich aneinander reiben oder eine zähe Flüssigkeit verdrängt wird. Dieses System der Schwingungsdämpfung bewirkt eine Verminderung der nutzbaren Energie und erhöht die abzuführende Wärmemenge; bei der Anwendung von reibenden Flächen wird deren Verschleiss umso grösser, je wirksamer der Dämpfer sein muss. Für langsam laufende Motoren werden die Abmessungen der Reibungsdämpfer sehr gross, weil die Schwungmasse ein grosses Trägheitsmoment haben muss, um eine angenähert konstante Winkelgeschwindigkeit beizubehalten.

Diese Nachteile werden vermieden beim dynamischen Schwingungsdämpfer, bei dem z. B. die Trägheitskräfte eines mit der Welle umlaufenden und dabei um seinen Drehpunkt schwingenden Pendels ausgenützt werden. Die grundsätzliche Lösung dieser Bauart ist aus Abb. 1 ersichtlich. Ohne Bedenken kann das Eigengewicht des Pendels vernachlässigt werden gegenüber der Fliehkraft, die als einzige Rückstellkraft das Pendel nach aussen treibt, während die Drehschwingungen der Welle die Pendelschwingungen verursachen. Bei einer kritischen Drehzahl 3. Ordnung ( $\nu = 3$ ) beschreibt der Schwerpunkt des Pendels die in Abb. 1 gezeichnete Absolutbahn. Unter Berücksichtigung der Bewegungsverhältnisse des Pendels kann das Gegenmoment berechnet werden, das, verursacht durch die Trägheitskräfte, dämpfend auf die Schwingung der Welle wirkt. Man kann den Effekt des schwingenden Pendels auch als Veränderung des Trägheitsmomentes der rotierenden Massen deuten.

Das Pendel hat natürlich auch eine bestimmte Eigenschwingungszahl und kann durch entsprechenden Takt der Erregung zur Resonanz gebracht werden. Diese tritt dann ein, wenn  $r/R \cdot \nu^2 = 1$  wird (worin  $r$  den reduzierten Pendelradius,  $R$  den

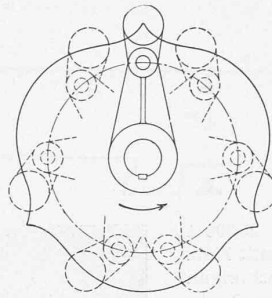


Abb. 1. Absolutbahn des Pendelschwerpunktes

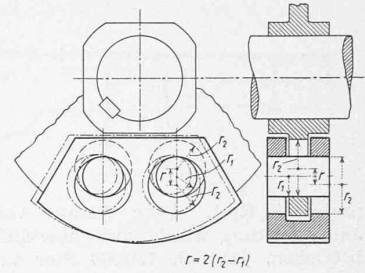


Abb. 2. Pendelaufhängung

Abstand des Pendeldrehpunktes vom Wellenmittel bedeuten). Um eine wirksame Dämpfung zu erzielen, muss sich der Ausdruck  $r/R \cdot \nu^2$  dem Werte 1 nähern. Durch die Konstruktion werden  $r$  und  $R$  festgelegt, sodass der Apparat nur auf eine Drehschwingung von bestimmter Ordnung im gewünschten Masse anspricht, und zwar unabhängig von der Drehzahl. Diese Unabhängigkeit ist bedingt durch den Umstand, dass für ein Pendel die Eigenschwingungszahl proportional ist der Quadratwurzel aus der Rückstellkraft, diese aber ist hier als Fliehkraft proportional dem Quadrat der Drehzahl, sodass also die Eigenfrequenz des Pendels der Drehzahl der Welle verhältnismässig ist.

Die Ordnungszahl  $\nu$  der für die Welle gefährlichen Drehschwingung kann im Voraus berechnet werden; der Abstand  $R$  des Pendeldrehpunktes vom Wellenmittel ist durch die Wellenabmessungen in engen Grenzen festgelegt, sodass der Konstrukteur den reduzierten Pendelradius  $r$  den Resonanzbedingungen anpassen muss. Wie die praktischen Auswertungen zeigen, bleiben für  $r$  nur wenige mm, und bei einfacher Pendelaufhängung könnten nur ganz kleine und darum ungenügend wirksame Pendel ausgeführt werden. Diese Schwierigkeit wurde behoben durch die patentierte Erfindung von Ing. Raoul Sarazin, der das Pendel mit zwei Rollen gelenkig an seinem Träger aufhängt (Abb. 2). Die Aussparungen in Pendel und Träger haben den Radius  $r_2$ , die Rollen  $r_1$ , und wie eine einfache geometrische Untersuchung zeigt, bewegen sich sämtliche Punkte des Pendels ohne Rücksicht auf seine Gestalt auf Kreisbogen mit dem Radius  $r = 2(r_2 - r_1)$ . Der Radius  $r$  ist also gleich der reduzierten Länge des Pendels und kann durch entsprechende Bemessung von  $r_1$  und  $r_2$  auf jeden beliebig kleinen Wert gebracht werden.

Die Firma Gebrüder Sulzer hat seit dem Jahre 1931 die konstruktive Ausbildung dieses dynamischen Drehschwingungsdämpfers studiert und ihn in langen Dauerbetrieben ausprobiert, bevor sie zu dessen laufender Verwendung überging. Abb. 3 zeigt den Schwingungsdämpfer an die Kurbelwelle eines grossen Sechszylinder-Viertakt-Sulzerdieselmotors angebau. In Abb. 4 ist der Ausschlag der Drehschwingungen mit und ohne Schwingungsdämpfer dargestellt (nähere Angaben und Berechnungsgrundlagen siehe «Revue technique Sulzer» Nr. 1/1938).

### Schweizerische Möglichkeiten für Ersatztreibstoffe

Die Schweiz verbraucht an flüssigen, importierten Treibstoffen im Jahr rd. 200 000 t, bei einem Fassungsvermögen des vorhandenen Lagerraums von schätzungsweise 45 bis 50 000 t. Inwieweit dieser Bedarf in wirtschaftlicher Weise aus dem Inland zu decken wäre, ist Gegenstand eines ausführlichen Berichts von Prof. P. Schläpfer im «Monatsbulletin SVGW» 1938, Nr. 3. Die Hochdruckhydrierverfahren, deren Ausgangsstoffe (Steinkohle, Teere usw.) gleichfalls eingeführt werden müssten, kommen nach Schläpfer für uns kaum in Betracht. Bei den Niederdruck-Synthese-Verfahren wird ein, aus Koks oder Holz gewonnenes, Gasmisch aus Wasserstoff und Kohlenoxyd durch Katalysatoren zur Reaktion gebracht. Der Wärmebedarf kann elektrisch gedeckt werden. Zur Gewinnung von 1 kg Benzin braucht es 5 kg Koks oder 10 kg Holz. In jenem Fall käme der 1 Benzin, an der Landesgrenze hergestellt, auf rd. 27 Rp., in diesem Fall auf rd. 45 Rp. zu stehen. (Benzinpreis an der Grenze: 11,5 Rp., Detail-

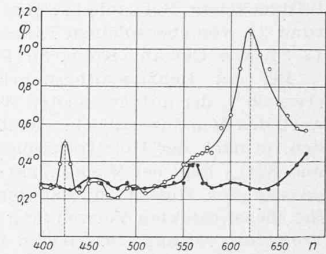


Abb. 4. Drehschwingungsausschlag der Kurbelwelle eines Sechszylinder-Viertakt-300 PS-Sulzerdieselmotors. Feine Kurve ohne, kräftige mit Dämpfer