

**Zeitschrift:** Schweizerische Bauzeitung  
**Herausgeber:** Verlags-AG der akademischen technischen Vereine  
**Band:** 111/112 (1938)  
**Heft:** 26

**Artikel:** Mechanische Eigenschaften von Lockergesteinen  
**Autor:** Haefeli, R.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-49873>

### **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:** 30.01.2025

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

INHALT: Mechanische Eigenschaften von Lockergesteinen. — Die Wetterwarte auf der Sphinx am Jungfrauojoch. — Mitteilungen: Steintorviadukt Basel. Hundertjahrfeier des Z. I. A. Die zwangläufige Autobahn. Eingehäusige BBC-Dampfturbine von 34 000 kW Leistung. Das Motor-Passagierschiff «Stockholm». Die Auswirkungen des neuen schweizerischen Strafgesetzes. Die Ausstellung «Hundert Jahre Zürcher Bau-

und Ingenieurkunst». Francis-Spiralturbine von 60 000 PS. Contribution à l'étude des vannes papillons. — Wettbewerbe: «Pavillon Galland» im Altersasyl Vessy. Verwaltungsgebäude für die Allgemeine Armenpflege Basel. Schulhaus im «Quartier des Places» in Freiburg. — Nekrolog: Karl Emil Hilgard. — Mitteilungen der Vereine. — Sitzungs- und Vortrags-Kalender. Dieser Nummer ist das Inhaltsverzeichnis des Bandes 111 beigelegt.

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. 26

### Mechanische Eigenschaften von Lockergesteinen

Von R. HAEFELI, Ing., Institut für Erdbauforschung E. T. H., Zürich (Schluss von Seite 303)

Das auffallende Merkmal der Durchlässigkeitsprüfung besteht darin, dass die Messgröße je nach der Art des Materials im Verhältnis von etwa 1 : 100 Millionen schwankt. Während z. B. bei Tonen  $k_{10}$ -Werte in der Größenordnung von  $10^{-9}$  cm/sec, das sind 0,32 mm pro Jahr, beobachtet werden, steigt bei grobkörnigen Sanden die Durchlässigkeitsziffer bis zu  $10^{-1}$  cm/sec.

Von besonderem Interesse ist die Frage nach der Abhängigkeit der Durchlässigkeitsziffer vom Verdichtungsgrad feinkörniger kohärenter Lockergesteine, die hier auf Grund eines Beispiels erläutert werden soll.

In Abb. 10 sind die absolute Porosität  $n$ , die Porenziffer  $\epsilon$  und die Durchlässigkeitsziffer  $k_{10}$  in Funktion des Druckes, wie er bei der Zusammenrückung eines Gehänetons angewendet wurde, dargestellt. Auffallend ist nun, dass bei der Steigerung der Belastung von 0,5 auf 4,0 kg/cm<sup>2</sup>, die eine Verminderung der absoluten Porosität von nur rd. 4% zur Folge hatte, eine sehr starke Abnahme der Durchlässigkeitsziffer um nahezu 60% des Anfangswertes eintrat (vergl. Tabelle Abb. 10 a).

Versucht man auf Grund des Gesetzes von Hagen-Poiseuille die Abnahme des  $k$ -Wertes aus der Veränderung der absoluten Porosität  $n$  zu berechnen, so erhält man im vorliegenden Fall für die Drucksteigerung von 0,54 auf 4,0 kg/cm<sup>2</sup> nur eine geringe Reduktion von  $k$ , die mit der gemessenen in Widerspruch steht. Dieser scheinbare Widerspruch löst sich, wenn man annimmt, dass an den Kapillarwänden ein molekular gebundener Wasserfilm als zähe Uebergangsschicht zwischen der festen und flüssigen Phase vorhanden sei, die den für den Durchfluss nutzbaren Querschnitt wesentlich einschränkt.

Die Durchflussverhältnisse in einer Kapillare von kreisförmigem Querschnitt sind für zwei Stadien bzw. Verdichtungsstufen 1 und 2 in Abb. 10 b schematisch dargestellt, unter der Voraussetzung, dass die Stärke des molekular gebundenen, zähen Wasserfilms sich nicht verändere, und dass innerhalb des nutzbaren Durchflussquerschnittes das Gesetz von Hagen-Poiseuille anwendbar sei.

Nimmt man einfachheitshalber an, dass in der Grenzschicht die Durchflussgeschwindigkeit überall gleich 0 sei, während im Innern der Kapillare eine Zone mit normalen Durchflussverhältnissen existiere, so lässt sich aus dem Verhältnis der für die Stadien 1 und 2 gemessenen absoluten Porositäten ( $n_1$  und  $n_2$ ) einerseits, und den entsprechenden  $k_{10}$ -Werten ( $k_1$  und  $k_2$ ) andererseits, das Verhältnis des durchflossenen oder wirksamen Kapillarquerschnittes  $f'$  zum totalen Kapillarquerschnitt  $f$  für die beiden Stadien 1 und 2 nach zwei Formeln, deren Ableitung hier zu weit führen würde, berechnen:

$$\text{Stadium 1: } \frac{f_1'}{f_1} = \frac{\sqrt{\frac{n_1}{n_2} - 1}}{\sqrt{\frac{k_1}{k_2} - 1}} \cdot \frac{\sqrt{\frac{k_1}{k_2}}}{\frac{n_1}{n_2}} \dots (9)$$

$$\text{Stadium 2: } \frac{f_2'}{f_2} = \left[ \frac{\sqrt{\frac{n_1}{n_2} - 1}}{\sqrt{\frac{k_1}{k_2} - 1}} \right]^2$$

Führt man diese Rechnung für unser Beispiel des Gehänetones unter Berücksichtigung der Verdichtungsstufen von 0,54 kg/cm<sup>2</sup> und 4 kg/cm<sup>2</sup> durch, so erhält man folgende Verhältniszahlen:

1. Stadium  $\frac{f_1'}{f_1} = 0,033$
2. Stadium  $\frac{f_2'}{f_2} = 0,025$

Obschon in Wirklichkeit keine zylindrischen, sondern kompliziert geformte Kapillaren vorliegen, so erscheint nach obiger Rechnung zum mindesten als wahrscheinlich, dass bei gewissen feinkörnigen Lockergesteinen nur ein relativ geringer Prozentsatz des Porenquerschnittes vom Wasser durchflossen wird, während der übrige Teil durch molekular gebundene Wasserhüllen ausgefüllt ist. Unter diesen Umständen beträgt die effektive Sickergeschwindigkeit ein Vielfaches der scheinbaren. Die Dicke der gebundenen Wasserhüllen ist in erster Linie vom Chemismus der Festschubstanz abhängig [4].

#### V. Scherfestigkeit, innere Reibung, Ruhedruck

##### 1. Empirische Grundlagen.

Die Bestimmung der Eigenschaften der Scherfestigkeit und der inneren Reibung der kohärenten Lockergesteine hat erkenntnismässig und methodisch im Laufe der letzten fünf Jahre eine lebhafte Entwicklung durchgemacht, die in neuester Zeit zu einer gewissen Klärung dieser technisch wichtigen Frage geführt hat.

Wenn wir diese Entwicklung historisch verfolgen, müssen wir ausgehen von der Coulomb'schen Bruchbedingung, die in unserer Schreibweise lautet:

$$s_i = c + \sigma_i \operatorname{tg} \varphi \dots (10)$$

worin  $s_i$  den Scherwiderstand,  $\sigma_i$  die wirksame Normalspannung auf die Gleitfläche,  $\varphi$  den Winkel der inneren Reibung und  $c$  die Kohäsion des Materials, in Form der Scherfestigkeit für  $\sigma = 0$ , bedeutet.

Einen wesentlichen Fortschritt brachte die Erkenntnis, dass die Kohäsion  $c$  nicht als Materialkonstante betrachtet werden darf, sondern als eine von der Vorspannung abhängige Grösse. Dies führte zur Bruchbedingung von Krey-Tiedemann, die gemäss Abb. 11a allgemein wie folgt formuliert werden kann:

$$s_k = c_i + \sigma_k \operatorname{tg} \varphi_r = \sigma_i \operatorname{tg} \varphi_c + \sigma_k \operatorname{tg} \varphi_r \dots (11)$$

Es wird dabei unterschieden zwischen der Vorbelastung  $\sigma_i$  der Probe, die als massgebend erachtet wird für die Entstehung der Kohäsion  $c_i$ , und der während des Scherversuches in der Scherfläche wirksamen Normalspannung  $\sigma_k$ . Für  $\sigma_i = \sigma_k$  vereinfacht sich obige Formel zu:

$$s_i = \sigma_i (\operatorname{tg} \varphi_c + \operatorname{tg} \varphi_r) = \sigma_i \operatorname{tg} \varphi_s \dots (12)$$

In diesem Spezialfall erhält man für die Scherfestigkeit  $s_i$  in Funktion der Normalspannung  $\sigma_i$  angenähert eine durch den Koordinatenursprung gehende Gerade, die mit der horizontalen Axe den scheinbaren Winkel  $\varphi_s$  der inneren Reibung einschliesst (Abb. 11 a).

Die Krey-Tiedemann'sche Bruchbedingung setzt voraus, dass bei der Entlastung einer Scherprobe von  $\sigma_i$  auf  $\sigma_k$  keine Aenderung der durch die Vorbelastung gewonnenen Kohäsion  $c_i$  stattfindet. Unter dieser Annahme lassen sich die Scherfestigkeiten homogener, gleichartiger Bodenproben, die alle auf  $\sigma_i$  vorbelastet und dann vor der Abscherung auf  $\sigma_k$  entlastet wurden, für  $k = i$  bis 0 durch eine unter dem Winkel  $\varphi_r$  gegen die Horizontale gelegten Geraden vom Ordinatenabschnitt  $c_i$  darstellen. Diese Voraussetzung ist nun nicht ganz zutreffend, indem durch die Entlastung der Probe eine Vergrösserung des Porenvolumens bewirkt wird, wodurch ein gewisser Kohäsionsverlust entsteht.

Eine Klärung dieser Verhältnisse brachte die Einführung des von Terzaghi und Janiczek benutzten Begriffes des äquivalenten Verdichtungsdruckes durch Hvorslev [18], wodurch eine schärfere Formulierung der Kohäsion, die mit obigem Druck annähernd proportional zunimmt, ermöglicht wurde.

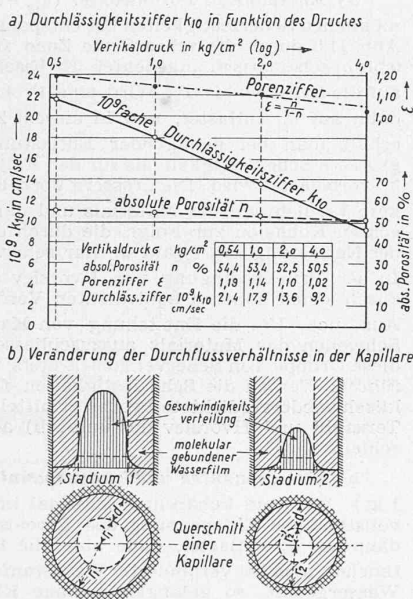


Abb. 10. Durchlässigkeitsziffer und Durchfluss in der Kapillare

Als äquivalenter Verdichtungsdruck wird derjenige Druck  $\sigma_e$  bezeichnet, der der vorhandenen Porenziffer nach Massgabe der primären Verdichtungskurve entspricht. Ausgehend von der Tatsache, dass die Kurven der äquivalenten Drücke beim Bruch einen den Scherwiderstandskurven vollkommen ähnlichen Verlauf haben, stellte Hvorslev auf Grund eingehender Untersuchungen mit gestörten Tonen folgende allgemeine Bruchbedingung auf:

$$\sigma_k = \mu_0 \sigma_k + \alpha \sigma_e \quad (\text{vgl. Abb. 11b}) \quad (13)$$

wobei  $\alpha$  als Beiwert der wirksamen Kohäsion und  $\mu_0$  als Beiwert der wirksamen inneren Reibung bezeichnet wird. Damit ist nun die Abhängigkeit der Kohäsion von der jeweils vorhandenen Porenziffer voll berücksichtigt.

Die obige, sehr bemerkenswerte Formulierung des Scherwiderstandes setzt voraus, dass die Beiwerte der wirksamen Reibung und wirksamer Kohäsion als Materialkonstanten zu betrachten sind, was innerhalb des relativ kleinen Druckbereiches, um den es sich normalerweise handelt, berechtigt und experimentell bewiesen ist. Betrachtet man jedoch den äusserst komplizierten, anisotropen Aufbau der wassergesättigten, feinkörnigen Lockergesteine und insbesondere den Umstand, dass streng genommen nicht nur zwei, sondern drei Phasen, nämlich die feste, die zähflüssige und die flüssige mit ihren Ubergängen und Wechselwirkungen vorhanden sind, so ist leicht verständlich, dass die Auffassungen über die physikalischen Vorgänge beim Scherversuch noch stark auseinandergehen und der weiteren Abklärung bedürfen.

In diesem Zusammenhange sei auf eine scheinbare Anomalie aufmerksam gemacht, die man bei Scherversuchen nach teilweiser Entlastung der Probe erhält, und die sich auf Grund der Betrachtung der Spannungsänderungen, die beim Schervorgang eintreten, erklären lässt (vgl. Abb. 11c). Wird nämlich die vorbereitete Probe vor dem Scherversuch nur um einen relativ geringen Betrag entlastet, z. B. von  $\sigma_i = 3 \text{ kg/cm}^2$  auf  $\sigma_k = 2 \text{ kg/cm}^2$ , so erhält man fast die gleiche Scherfestigkeit, wie wenn das Material nur auf  $\sigma_k$  vorbelastet gewesen wäre. Erst bei stärkerer Entlastung, z. B. auf  $\sigma_k = 1,0$  oder  $0,5 \text{ kg/cm}^2$ , macht sich die durch die Vorbelastung  $\sigma_i$  gewonnene, relativ hohe Kohäsion bemerkbar. Diese Erscheinung wird verständlich, wenn man berücksichtigt, dass die beim normalen, langsam durchgeführten Scherversuch ohne vorhergehende Entlastung ( $T_i$ ) erhaltene Kohäsion  $c_i$  der verfestigenden Wirkung

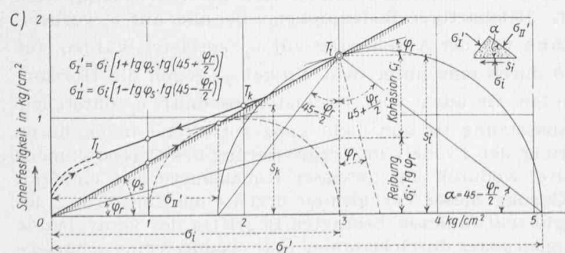
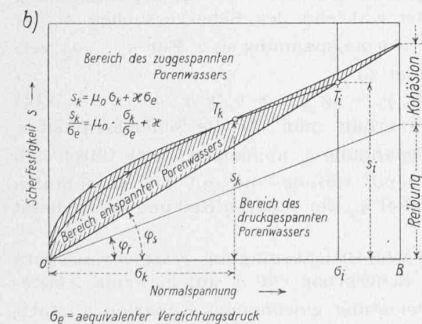
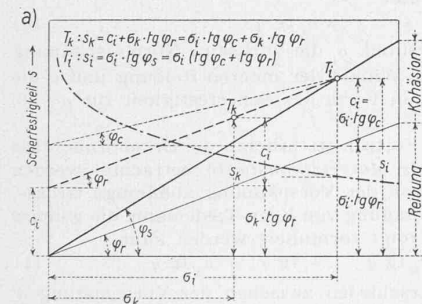


Abb. 11. Scherfestigkeit in Funktion des Druckes

Abscherung entstehende Hauptspannung, wird diese Vorspannung in erster Linie massgebend für die Höhe der vorhandenen Kohäsion. Die bei fortschreitender Entlastung erhaltene Schercurve  $T_i - T_k - T_L$  weist daher im allgemeinen einen Wendepunkt auf, was durch zahlreiche Versuche bestätigt wurde.

2. Der Einfluss der Porenwasserspannung.

Unterscheidet man lediglich zwischen fester und flüssiger Phase, so ist die Tatsache von besonderer Bedeutung, dass es hinsichtlich der Spannung  $\sigma_k$  nur auf die Spannung zwischen den Körnern der festen Phase, die man als wirksame Spannung bezeichnet, ankommt [19]. Die Spannung der hier als reibungslos betrachteten flüssigen Phase spielt nur insofern eine Rolle, als sie den «Korn zu Korn-Druck» beeinflusst. Die Beziehung zwischen der äusseren Totalspannung  $\sigma$ , der auf die ganze Querschnittsfläche reduzierten Spannung der festen Phase  $\sigma_k$  und der reduzierten Porenwasserspannung  $\sigma_w$  ist gegeben durch die Gleichung:

$$\sigma = \sigma_k + \sigma_w \quad \text{oder} \quad \sigma_k = \sigma - \sigma_w \quad \dots \quad (14)$$

Je nach Art der Porenwasserspannung ergeben sich dabei drei Grundfälle, wobei das Porenwasser als gewichtslos betrachtet wird.

a) Entspanntes Porenwasser ( $\sigma_w = 1 \text{ at}$ ). Der Bereich der möglichen Scherfestigkeiten bei entspanntem Porenwasser ist in Abb. 11b durch die schraffierte Zone für Vorspannungen von 0 bis  $\sigma_i$  schematisch angedeutet. Er beschränkt sich nicht allein auf die Gerade 0 bis  $T_i$ . Wird eine Probe durch  $\sigma_i$  vorbelastet, dann auf  $\sigma_k$  entlastet, und in diesem Zustand abgesichert, so erhält man bei genügender Entlastung, wie erwähnt, eine grössere Scherfestigkeit als für den Fall, wo die Probe nur auf  $\sigma_k$  vorbelastet wird. Die grössere Vorbelastung  $\sigma_i$  hat eine stärkere Verdichtung des Materials und damit eine Erhöhung der echten Kohäsion zur Folge, die durch den Schwellprozess bei der Entlastung von  $\sigma_i$  auf  $\sigma_k$  nur sehr wenig geschwächt wird. In der Bruchbedingung von Hvorslev gelangt diese Tatsache durch einen höheren äquivalenten Verdichtungsdruck  $\sigma_e$  zum Ausdruck. Um die Entstehung von Kapillarspannungen beim Schwellen des Materials auszuschliessen, empfiehlt es sich, diese Gruppe von Scherversuchen stets unter Wasser durchzuführen. Werden die Scherfestigkeiten für entlastete und zyklisch wiederverdichtete Proben ermittelt, so erhält man nach Terzaghi und Hvorslev die unter b) angedeutete Hysteresis-Schleife.

b) Unterspanntes und zuggespanntes Porenwasser ( $\sigma_w < 1 \text{ at}$ ). Wird ein kohärentes Material im Scherapparat bis zur vollständigen Entspannung des Porenwassers vorbereitet und dann auf  $\sigma_k$  entlastet, ohne aber die Probe unter Wasser zu tauchen, also bei verhinderter Wasseraufnahme und konstantem Wassergehalt, so gelangen geringe Kapillarspannungen zur Wirkung, die eine entsprechende Erhöhung der wirksamen Spannung  $\sigma_k$  der festen Phase zur Folge haben. Dadurch entsteht eine stärkere innere Reibung, sodass man bei der Durchführung solcher Scherversuche im Trockenem eine etwas grössere Scherfestigkeit erhält, als bei Vornahme des selben Versuches unter Wasser. Durch Austrocknen der Probe können die Kapillarspannungen und damit die Scherfestigkeiten weiter gesteigert werden.

c) Ueberspanntes (druckgespanntes) Porenwasser ( $\sigma_w > 1 \text{ at}$ ). Wird nach der Erreichung des natürlichen oder entspannten Porenwassers die äussere Belastung erhöht und der Austritt des Porenwassers verhindert, so wird die Mehrlast, wie früher gezeigt wurde, fast vollständig vom Porenwasser aufgenommen (vgl. Abb. 3). Die wirksame Spannung  $\sigma_k$  erfährt daher nur eine ganz unbedeutende Zunahme, die leicht berechnet, aber in den meisten Fällen vernachlässigt werden kann. Auch die Porenziffer, bzw. der äquivalente Verdichtungsdruck bleiben praktisch unverändert. Demgemäss wird durch die Mehrbelastung keine merkbare Erhöhung der Scherfestigkeit erzielt, vorausgesetzt, dass die Entspannung des Porenwassers im gleichen Masse stattfindet, als sie beim normalen Scherversuch ohne Lasterhöhung erfolgt.

Eine auf der Reduktion der wirksamen Normalspannung in der festen Phase beruhende, reibungsvermindernde Wirkung des Porenwassers entsteht auch dann, wenn der Scherversuch, ausgehend vom Zustand des entspannten Porenwassers (d. h. ohne vorhergehende Vergrösserung der Vertikallast), rasch durchgeführt wird, wie aus der nachstehend betrachteten Aenderung der Spannungszustände während des Scherversuches bei langsamer und rascher Durchführung deutlich hervorgeht.

In Abb. 12a ist zunächst der Spannungszustand vor Scherbeginn durch den kleineren der beiden Mohr'schen Kreise charakterisiert. Das Verhältnis der beiden Hauptspannungen entspricht der Ruhedruckziffer. Durch den Schervorgang wird nun einerseits eine Drehung der Hauptspannungsrichtungen, anderer-

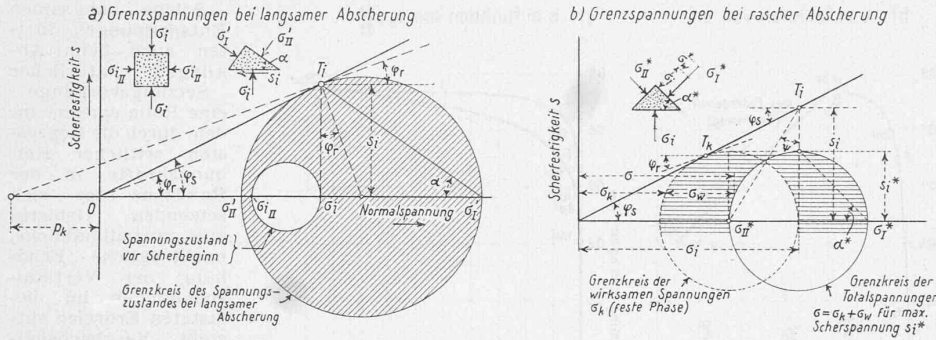


Abb. 12. Schematische Darstellung der Spannungszustände

seits aber auch eine bedeutende Erhöhung der grösseren Hauptspannungen bewirkt. Der äussere Kreis, der die durch  $T_i$  unter dem Winkel  $\varphi_r$  geneigte Gerade berührt, stellt den Grenzzustand des Gleichgewichtes dar, unter der Voraussetzung, dass sich das Porenwasser nicht an der Kraftübertragung beteiligt. Um dies zu erreichen, muss die Steigerung der Scherkraft so langsam erfolgen, dass sich die Entspannung des Porenwassers kontinuierlich vollziehen kann, sodass die flüssige Phase auch während der eigentlichen Abscherung der Probe als praktisch entspannt betrachtet werden darf. Die dazu erforderliche Scherzeit ist für eine gegebene Apparatur umso grösser, je kleiner die Durchlässigkeitsziffer des Materials ist. Sie kann rechnerisch nach der Theorie der hydrodynamischen Spannungserscheinungen, oder experimentell durch eine Reihe von Scherversuchen mit veränderlicher Scherzeit ermittelt werden.

Die bei plötzlicher Abscherung entstehenden Spannungszustände sind in Abb. 12 b schematisch dargestellt. Dabei wird zwischen dem Mohr'schen Kreis der wirksamen Spannungen  $\sigma_k$  der festen Phase, der im kleinen Bereich als hydrostatisch betrachteten Porenwasserspannung  $\sigma_w$  und dem Mohr'schen Kreis der Totalspannungen  $\sigma = \sigma_k + \sigma_w$  unterschieden. Der Grenzkreis der wirksamen Spannungen erfüllt die Bedingung, dass einerseits die Vorspannung  $\sigma_i$  nirgends überschritten wird, weil das Porenwasser jede Mehrbelastung aufnimmt, und dass andererseits die unter dem Winkel  $\varphi_r$  durch  $T_k$  gehende Gerade berührt wird. Fügt man zu den Spannungen  $\sigma_k$  die hydrostatische Spannung  $\sigma_w$  hinzu, so erhält man den Mohr'schen Kreis der diesem Grenzzustand entsprechenden Totalspannungen. Der maximal mögliche Wert der Scherfestigkeit für plötzliches Abscheren ergibt sich daraus zu:

$$s_i^* = s_i \operatorname{tg} \psi \geq s_i \operatorname{tg} \left( 45 - \frac{\varphi_s}{2} \right) \dots \dots (15)$$

In diesem Grenzfall sind die totalen Hauptspannungen unter  $45^\circ$  geneigt und die Porenwasserspannung  $\sigma_w$  wird gleich  $s_i^*$ .

Wird unmittelbar vor der raschen Abscherung die Normalspannung  $\sigma_i$  um eine gewisse Zusatzspannung erhöht, so wird

die letzte ebenfalls vom Porenwasser aufgenommen, sodass die Scherfestigkeit  $s_i^*$  keine merkliche Aenderung erfährt. Die bei plötzlicher Lasterhöhung und rascher Abscherung erhaltene Scherfestigkeit ist somit kleiner als die Scherfestigkeit ohne Lasterhöhung bei langsamem Abscheren, eine Feststellung, die bei plötzlichen Spannungsänderungen in wassergesättigten, undurchlässigen Böden beachtet werden muss. (Stabilität von Damm- und Uferböschungen bei rascher Absenkung des Seespiegels, zulässige Bodenpressung bei rascher Belastung usw.) [26].

3. Versuchsapparatur und Schervorgang.

Der im Erdbaulaboratorium der Versuchsanstalt für Wasserbau verwendete Torsions- oder Kreisring-Scherapparat (Abb. 13), der anfangs 1935 nach eigenen Plänen gebaut wurde [9], besitzt gegenüber den verschiedenen Scherapparaten mit prismatischen Scherbüchsen den wesentlichen Vorteil, dass während der Abscherung ein möglichst homogener Spannungszustand im Probekörper erzielt wird. Demgegenüber muss der Nachteil in Kauf genommen werden, dass der Einbau ungestörter Bodenproben bei ringförmiger Scherbüchse etwas umständlicher ist als bei der prismatischen. Ein auf dem selben Prinzip beruhender Kreisring-Scherapparat wurde von Hvorslev in Wien konstruiert und mit Erfolg verwendet [18].

Die konstruktive Ausbildung der ringförmigen Scherbüchse ist aus Abb. 14 ersichtlich. Sie besteht aus einer untern Ringplatte, in deren obere Vertiefung eine Scheibe mit radialen Verzahnungen eingesetzt wird, vier oberen Führungsringe und einem ringförmigen Kolben von T-förmigem Querschnitt, der die vertikale Belastung auf die Bodenprobe überträgt. Nachdem die Verdichtung der Probe, bezw. die vollständige Entspannung des Porenwassers unter konstanter Belastung vollzogen ist, werden zur Vorbereitung des Schervorganges die oberen Führungsringe durch eine besondere Vorrichtung von der Bodenplatte um einige Zehntelmillimeter abgehoben, derart, dass nun alle Kräfte zwischen den oberen und unteren Apparateanteilen durch die Bodenprobe übertragen werden. Die obere Seite der Probe wird nun mit Hilfe eines Hebelarms, der auf zwei horizontalen Pendelstützen aufruht, gegen Verdrehung arretiert, während auf die Unterseite der Probe ein kontinuierlich ansteigendes Torsionsmoment ausgeübt wird. Die ganze Scherbüchse befindet sich in einem auf dem Torsionsarm aufruhenden Kessel, sodass die Versuche zur Vermeidung störender Kapillarspannungen unter Wasser ausgeführt werden können. Sämtliche vertikalen Kräfte werden unten durch eine auf einer Kugel drehbare, stehende Axe aufgefangen. Der bei der Torsion von Mitte Unterseite der Probe zurückgelegte Weg wird auf einer horizontalen Trommel in sechsfacher Vergrösserung registriert (Abb. 13, rechte Seite).

Bei der Betrachtung der durch die Registrierung erhaltenen Kurve (Abb. 15 a), die die relative Verschiebung der Unterseite der Probe gegenüber ihrer Oberseite in Funktion der Zeit für

eine kontinuierlich ansteigende Scherspannung darstellt, fällt besonders auf, dass schon bei sehr kleinen

Scherspannungen messbare Verschiebungen entstehen. Diese lassen sich leicht erklären, wenn man die Aenderung des Spannungszustandes in der Bodenprobe betrachtet.

Die Grenzlage des Gleichgewichtes, bei der die erste Hauptspannung den Winkel

$$\alpha = 45 - \frac{\varphi_r}{2}$$

mit der Horizontalen einschliesst, kann nach Abbildung 15 c für die Punkte der Geraden  $o - T_i$  durch folgende Bruchbedingung formuliert werden:

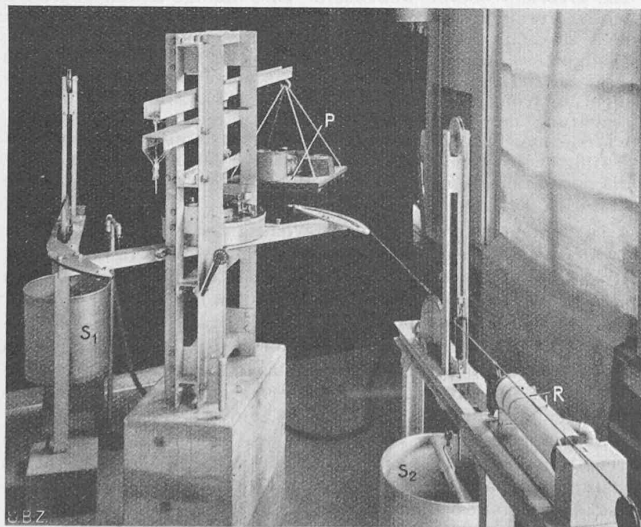


Abb. 13. Torsions- oder Kreisringscherapparat. P Belastungsplatte für Normalspannung. S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub> Belastungskessel für Scherspannung. R Registriertrommel für Querverschiebungen

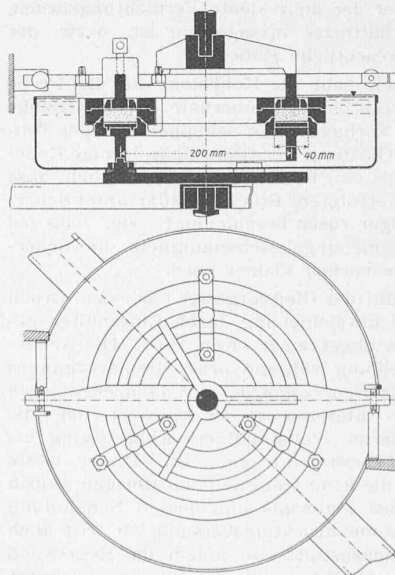


Abb. 14. Kreisringscherapparat, 1:8

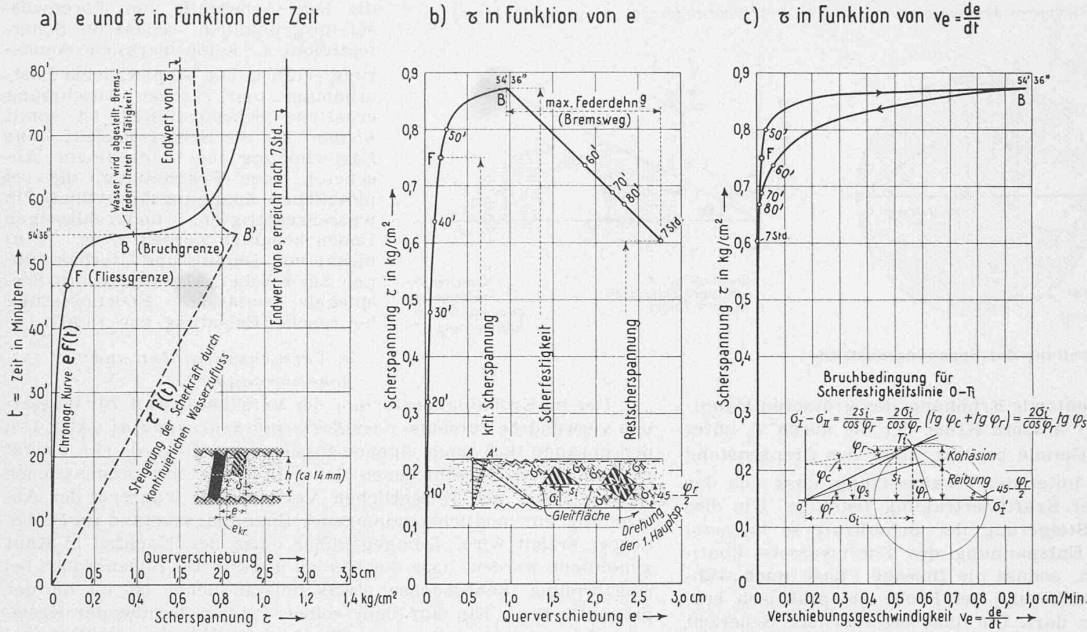


Abb. 15. Scherversuch: Beziehungen zwischen Scherspannung  $\tau$ , Querverschiebung  $e$ , Zeit  $t$  und Verschiebungsgeschwindigkeit  $v_e$

$$\sigma_I' - \sigma_{II}' = \frac{2 s_i}{\cos \varphi_r} = \frac{2 \sigma_i}{\cos \varphi_r} (\operatorname{tg} \varphi_c + \operatorname{tg} \varphi_r) = \frac{2 \sigma_i}{\cos \varphi_r} \operatorname{tg} \varphi_s \quad (16)$$

Solange die Differenz der Hauptspannungen wesentlich kleiner bleibt als der oben berechnete Wert, ist die allmählich anwachsende Querverschiebung  $e$  hauptsächlich durch eine plastische Zusammendrückung der Probe in diagonalen Richtung, wie sie in Abb. 15 b angedeutet ist, zu erklären. Wird die Grenzlage des Spannungskreises, der durch obige Bruchbedingung charakterisiert ist, nahezu erreicht, so treten, meistens gleichzeitig mit der Bildung einer Gleitfläche in Probemitte, Fließvorgänge ein, die sich mit stetig zunehmender Scherspannung allmählich beschleunigen. Man kann diesen Punkt ( $F$ ), bei dem eine deutliche Beschleunigung der Querverschiebung einsetzt, als *Fließgrenze* und die zugehörige Scherspannung als *Fließspannung* oder *kritische Scherspannung* bezeichnen. Die Steigerung der Scherspannung wird nun solange fortgesetzt, bis ein rasches Fließen eintritt ( $B$ ), womit die *Bruchgrenze* erreicht ist. Die zugehörige Scherspannung ist die *Scherfestigkeit*. Die Grösse des Fließbereiches, d. i. die Spanne zwischen Fließgrenze und Bruch, ist hauptsächlich von der petrographischen Beschaffenheit des Materials abhängig, wobei es weniger auf die Grösse der Körner, als auf deren Form und Oberflächenbeschaffenheit ankommt. Materialien mit einem grossen Prozentsatz schuppenförmiger Teile zeigen in der Regel einen kleineren Fließbereich, also eine schärfere Krümmung der Verschiebungskurve, als Lockergesteine mit vorwiegend runden und kantigen Körnern. Ferner spielt hier der äquivalente Verdichtungsdruck, der für die Kohäsionsverhältnisse massgebend ist, bzw. der Belastungsvorgang, eine wesentliche Rolle.

Mit eintretendem Bruch geht die Kohäsion, die die Probe durch die Verdichtung erfahren hat, innerhalb der Gleitfläche grösstenteils verloren, bei Vorhandensein schuppenförmiger Teilchen tritt ausserdem eine Glättung der Gleitfläche infolge Regelung der benachbarten Teile ein. Es ist daher verständlich, dass sich der Gleitvorgang nach erfolgtem Bruch bei konstanter Scherspannung mehr oder weniger rasch beschleunigt, oder dass bei konstant gehaltener Verschiebungsgeschwindigkeit die Scherspannung infolge Kohäsionsverlust kleiner wird.

Um den weiteren Verlauf der Gleitvorgänge nach dem Bruch verfolgen zu können, wird die Schiebung durch Einschalten geeigneter Zugfedern langsam abgebremst (Abb. 15 b). Die Aenderung, die die scheinbare Reibung während dieses Bremsvorganges erfährt, bezeichnen wir als *Regression der scheinbaren inneren Reibung*. Von besonderem Interesse ist der Endwert, den die Scherspannung bei annähernd «vollständiger» Abbremsung erreicht. Er wurde *Restscherspannung* genannt. Dieser letzte Wert ist stets kleiner als die Scherfestigkeit, im übrigen jedoch von der Beschaffenheit des Materials und dessen Behandlung abhängig. Wie beim Zusammendrückungsversuch, so tritt auch hier kein vollständiger Ruhezustand ein, indem die Regression der scheinbaren inneren Reibung, bzw. die Querverschiebung, wenn auch kaum merkbar, weiter fortschreitet.

Solche langsamen Entspannungen dürften auch beim Abklingen natürlicher Setzungs Vorgänge eine Rolle spielen, indem durch die Regression seitlicher Reibungskräfte in der Randzone des sich setzenden Gebietes eine ganz allmähliche, nachträgliche Erhöhung der Vertikalspannungen im belasteten Erdreich entsteht. Vergleichshalber sei erwähnt, dass beim Schnee, dessen Mechanik durch eine relativ rasche Metamorphose beherrscht wird, eine vollkommene Regression der inneren Reibung in relativ kurzer Frist stattfindet [20].

Bei Tonen, deren Verdichtung und Metamorphose geologische Zeiträume beansprucht, vollzieht sich solche Entspannungs Vorgänge so langsam,

dass sie sich unserer Beobachtung entziehen. Es ist wahrscheinlich, dass durch ähnliche Vorgänge auch die Grösse der Ruhedruckziffer, d. i. das Verhältnis von horizontaler zu vertikaler Spannung im homogenen Boden mit horizontaler Oberfläche, wesentlich beeinflusst wird.

In Abb. 15 b) wurde die Scherspannung in Funktion der Querverschiebung  $e$  dargestellt. Der Beginn des Fließvorganges macht sich durch die starke Krümmung der  $\tau$ -Kurve bemerkbar. Im Bereich der Abbremsung der Gleitbewegung nimmt die  $\tau$ -Linie einen linearen Verlauf an, weil die Bremskraft, die der Scherkraft entgegenwirkt, mit der Federdehnung, bzw. der Querverschiebung  $e$ , linear zunimmt. In Abb. 15 c) ist die Beziehung zwischen der Scherspannung  $\tau$  und der *Verschiebungsgeschwindigkeit*  $v_e$  der Gleitbewegung dargestellt. Man erkennt, wie nach Ueberschreiten der kritischen Scherspannung die Verschiebungsgeschwindigkeit plötzlich stark anwächst. Charakteristisch ist ferner das Auftreten einer Hysteresisschleife beim Abbremsen des Schervorganges.

Bezüglich der Form- und Volumenänderungen der kohäsionslosen Lockergesteine unter Scherbeanspruchungen sei auf die Versuche von A. Casagrande hingewiesen, die zeigen, dass hier eine kritische Porenziffer  $\epsilon_k$  existiert. Ist die Porenziffer eines kohäsionslosen Materials gleich  $\epsilon_k$ , so werden durch die Fließvorgänge beim Scherversuch keine Volumenänderungen hervorgerufen, ist die Porenziffer grösser als  $\epsilon_k$ , so tritt eine Volumenverminderung, ist sie kleiner, eine Volumenvergrösserung ein. Hvorslev betont andererseits, dass bindige Böden durch gewisse Verdichtungs Vorgänge so vorbereitet werden können, dass sie beim Abscheren keine Volumen-Aenderung erfahren. Demgemäss kann bei kohärenten Lockergesteinen nicht von einer kritischen Porenziffer, sondern von einem kritischen Verdichtungs Vorgang gesprochen werden [18]. Auf Grund der Betrachtung der Spannungszustände während der Abscherung, wie sie hier unter Zuhilfenahme des Mohr'schen Kreises durchgeführt wurden, können die kritischen Verdichtungs Vorgänge, die durch Belastung und Entlastung entstehen, näherungsweise definiert werden.

Zusammenfassend seien die wichtigsten Faktoren, die die Scherfestigkeit wassergesättigter Lockergesteine bestimmen, nochmals erwähnt: *Die Kohäsion, der Winkel der wirksamen inneren Reibung und die wirksame Normalspannung in der Scherfläche.* Kohäsion und wirksamer Winkel der inneren Reibung sind abhängig von der petrographischen Natur der Festsubstanz und den Eigenschaften der flüssigen Phase (Grenzschichten). Während jedoch für ein gegebenes Material sich die Kohäsion als eine annähernd lineare Funktion des äquivalenten Verdichtungsdruckes, d. h. abhängig von der bei der Abscherung vorhandenen Porenziffer, erwiesen hat, kann der wirksame Winkel der inneren Reibung innerhalb eines begrenzten Druckbereiches näherungsweise als konstant betrachtet werden. Die wirksame Normalspannung zwischen den Körnern der festen Phase (bezogen auf den Gesamtquerschnitt der Probe) ist einerseits bedingt durch die äusseren Kräfte und das um den Auftrieb verminderte Eigengewicht der festen Phase, andererseits durch die Porenwasserspannung.

Bei einer genaueren Erforschung der physikalischen Vorgänge muss das Zusammenwirken der drei Phasen, nämlich der festen, zähflüssigen und flüssigen, berücksichtigt werden. Je grösser das Wasserbindevermögen, d. h. je stärker die molekular gebundenen Wasserhüllen sind, um so mehr werden Kohäsion und Winkel der wirksamen inneren Reibung durch die zähflüssigen, unter hohem Druck stehenden Wasserhüllen, die eine direkte Berührung der festen Körner verhindern, und nach Terzaghi infolge bipolarer Lagerung der Wassermoleküle als Schmierfilm wirken, beeinflusst [4, 25].

Zur schärferen Trennung der durch Reibung und Kohäsion bedingten Anteile der Scherfestigkeit, bzw. zur Ermittlung des in Abb. 12a angedeuteten  $p_k$ -Wertes, wäre es wertvoll, wenn die Zugfestigkeit gesättigter Materialproben in Funktion der vorhandenen Porenziffer oder des äquivalenten Verdichtungsdruckes direkt bestimmt werden könnte, was durch Anwendung folgenden Prinzips möglich sein dürfte: Eine zylindrische Materialprobe (vorbereitet in einem Oedometer mit relativ grosser Probhöhe z. B. nach Abb. 1) wird in horizontaler Lage auf einen drehbaren Teller aufgesetzt und in der Mitte leicht fixiert, derart dass die Probemitte in der vertikalen Drehaxe liegt. Nun wird das ganze rotiert und die Drehzahl solange gesteigert, bis die Probe an der Stelle grösster Zugbeanspruchung (Mitte) zerreißt. Aus dem Raumgewicht und den Abmessungen der Probe einerseits, sowie der im Augenblick des Bruches gemessenen Drehzahl andererseits, kann die maximale Zentrifugalkraft und damit die Zerreißfestigkeit berechnet werden.

#### 4. Zur Bestimmung der Ruhedruckziffer.

Zum Schluss möchten wir noch auf die Notwendigkeit einer genaueren Bestimmung der Ruhedruckziffer, dem Verhältnis von vertikaler zu horizontaler Spannung, bei vollkommener veränderter Seitenausdehnung des Materials, aufmerksam machen. Durch diese Zahl wird einerseits das Gleichgewicht der Lockergesteine in der Natur bei horizontaler Bodenoberfläche, andererseits aber auch der Spannungszustand der Proben in den Versuchsapparaten, wie Oedometer, Durchlässigkeitsapparat und Scherapparat nach Vollzug der Hauptsetzung charakterisiert.

Wie erwähnt, dürfte sich auch der Ruhedruck als abhängig von der Zeit erweisen. Die Schwierigkeit seiner experimentellen Bestimmung besteht hauptsächlich darin, dass die Messung des Druckes bei vollkommener Verhinderung jeglicher Deformation der Probe erfolgen muss. [27]

Eine Möglichkeit, diese Bedingung zu erfüllen, bietet folgender Gedanke: Es wird ein Verdichtungszyylinder mit drehbarer Seitenschalung konstruiert. Zwischen Probe und Schalung wird eine dünne Metallfolie eingelegt. Bei der Drehung der Schalung durch Torsion entsteht zwischen dieser und der Metallfolie eine Reibungskraft, die unter anderem abhängig ist von der Verschiebungsgeschwindigkeit, der Temperatur und dem durch die Materialprobe ausgeübten Seitendruck. Diese letzte Abhängigkeit lässt sich für kleinere Gleitgeschwindigkeiten sehr scharf erfassen, wie an anderer Stelle gezeigt wurde [20 und 21]. Nachdem die Beziehung zwischen den veränderlichen Grössen für eine konstante Temperatur auf Grund von Eichversuchen mit hydrostatischen Drücken, d. h. für eine Ruhedruckziffer = 1 ermittelt ist, kann der gesuchte Seitendruck des Materials aus den direkt gemessenen Werten von Reibung und Gleitgeschwindigkeit bestimmt werden.

Die experimentelle Ermittlung der Ruhedruckziffer ist auch für das Erddruckproblem als theoretischer Grenzfall von Bedeutung, indem man dadurch den Seitendruck auf eine vertikale, unendlich starre und reibungslose Stützwand erhält. Bekanntlich sind die in der Natur beobachteten Erddrücke namentlich infolge der Nachgiebigkeit der Stützwand, die eine Deformation des Erdkörpers und damit eine Aktivierung innerer Reibungskräfte zur Folge hat, bedeutend kleiner als der oben erwähnte Grenzwert. Die durch Terzaghi eingeleitete neuere Entwicklung der Erddrucktheorie [22 bis 24], auf bodenphysikalischer Grundlage, die berufen ist, die klassische Erddrucktheorie zu ergänzen, besteht darin, dass die Art der Nachgiebigkeit der Stützwand und deren Einfluss auf den Seitendruck berücksichtigt werden. Hier erwächst der experimentellen Erdbauforschung die wichtige Aufgabe, die Wechselbeziehung zwischen dem Deformations- und Spannungszustand genauer zu erfassen.

#### SCHRIFTTUM:

- 1) Terzaghi: Erdbaumechanik auf bodenphysikalischer Grundlage. Leipzig und Wien 1925, Franz Deuticke.
- 2) Vögeler P.: Der Kationen- und Wasserhaushalt des Mineralbodens, Berlin 1932.
- 3) Seifert-Ehrenberg-Tiedemann-Endell-Hofmann-Wilm: Bestehen Zusammenhänge zwischen Rutschneigung und Chemie der Tonböden? Mitt. der Preuss. Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau. Heft 20, Berlin 1935.
- 4) Endell-Loos-Meischeder-Berg: Ueber Zusammenhänge zwischen Wasserhaushalt der Tonminerale und bodenphysikalischen Eigenschaften bindiger Böden. Veröffentlichung des Institutes der deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik (Degebo). Julius Springer, Berlin 1938.

- 5) Niggli: Klassifikation u. Untersuchungsmethoden der Lockergesteine. Erdbaukurs E. T. H. 1938.
- 6) Fallmann: Zur physikalischen Chemie des Bodens, Erdbaukurs E. T. H. 1938.
- 7) von Moos: Geotechnische Eigenschaften und Untersuchungsmethoden der Lockergesteine. «SBZ», Bd. 111, No. 21 und 22, 1938.
- 8) Redlich-Terzaghi-Kampe: Ingenieurgeologie. Julius Springer, Berlin und Wien 1929.
- 9) Gruner-Haefeli: Beitrag zur Untersuchung des physikalischen und statischen Verhaltens kohärenter Bodenarten. Sonderdruck der «SBZ», Bd. 103, No. 15 und 16, 1934.
- 10) Buisson: Result of long duration settlement tests. Proc. of the Int. Conf. on Soil Mechanics and Foundation Engineering. Cambridge 1936, Volume I (p. 103).
- 11) Terzaghi-Fröhlich: Theorie der Setzung von Ton-schichten. Leipzig und Wien 1936, Franz Deuticke.
- 12) Meyer-Peter E.: Berechnung der Setzung von Bauwerken (vergl. darin graphische Setzungsanalyse von R. Haefeli). «SBZ», Bd. 112, 1938.
- 13) Buisson M.: L'étude des Fondations. «Science et Industrie», Avril-Décembre 1934.
- 14) Juillard: Quelques propriétés du ciment et du beton: Dilatation retrait, élasticité. «SBZ» 1932, Bd. 100, Heft 2, 3 und 6.
- 15) Gehler W.: Hypothesen und Grundlagen für das Schwinden und Kriechen des Betons. «Die Bautechnik» 1938, Heft 10/11 und ff. Wilhelm Ernst & Sohn, Berlin.
- 16) Kögler-Scheidig-Leussink: Beiträge zur Frostfrage im Strassenbau. Schriftreihe der «Strasse» No. 3, Volk und Reichverlag Berlin 1936 (Bodenmechanik und neuzeitlicher Strassenbau, Bearbeiter Leo Casagrande).
- 17) Gruner-Haefeli: Untersuchungsmethoden, um festzustellen, ob sich ein gegebenes Baumaterial für den Bau eines Erdammes eignet. Rapport Vol. III/24 du 1er Congrès des grands Barrages, Stockholm 1933.
- 18) Hvorslev M. J.: Ueber die Festigkeitseigenschaften gestörter bindiger Böden. Ingeniørvidenskabelige Skrifter A No. 45, Kopenhagen 1937.
- 19) Rendulic L.: Versuche an gestörten Tonproben unter dreiaxigen Druckzuständen. «Wasserwirtschaft und Technik», Dezember 1937, Heft 34-36.
- 20) Haefeli R.: Schneemechanik mit Hinweisen auf die Erdbaumechanik (in Vorbereitung).
- 21) Bölliger-Humm-Haefeli: Druckbeanspruchte Gleitfugen. «SBZ», Bd. 109, No. 2, 1937.
- 22) Terzaghi K. v.: Distribution of the lateral Pressure of Sand on the timbering of cuts. «Proc. Int. Conf. Soil Mech.» Vol. I p. 211, Cambridge 1936.
- 23) Casagrande A.: Neue Ergebnisse der Untergrundforschung. Schriftreihe der «Strasse» No. 3, Volk und Reichverlag, Berlin 1936.
- 24) Ohde J.: Zur Theorie des Erddruckes unter besonderer Berücksichtigung der Erddruckverteilung. «Die Bautechnik» 1938, Heft 10/11 und ff. Wilhelm Ernst & Sohn, Berlin.
- 25) Renner Th.: Die physikalischen Eigenschaften der mineralischen Bodenarten. (Deutsches Referat). Helsingfors 1931.
- 26) Meyer-Peter, Favre, Müller: Beitrag zur Berechnung der Standsicherheit von Erdämmen. «SBZ», Bd. 108, Heft 4, 1936.
- 27) Veclimly A.: Eingebettete Rohre. Promotionsarbeit E. T. H. Zürich. 1937.

## Die Wetterwarte auf der Sphinx am Jungfrauojoch

Schluss von Seite 291

**Ausführung der Tunnel- und Stollenbauten.** In Ergänzung von Abb. 1, Seite 287 sind folgende Massangaben zu machen: der Zugangstollen zum Maschinen- und Warteraum des Aufzugs auf den Sphinxgipfel hat eine Breite von 2,50 m und eine Höhe von 2,20 m, seine Länge bis zum Schachtzentrum misst 21 m. Am Ende befinden sich die Ausweitungen für den Maschinen- und Warteraum (Abb. 15, Seite 289). Der Querschnitt des 110 m hohen Schachtes ist kreisrund mit einem lichten Durchmesser von 2,50 m und durchgehend ausgekleidet.

Die *geologischen Verhältnisse* am Sphinxgipfel waren vom Bau des Forschungsinstitutes her im grossen und ganzen bekannt. Der Aufschluss durch den Schachtbau ergab: Kote 3462 bis Kote 3504 Gastern-Kristallin, 3504 bis 3512 Kalk (oberer Jungfrau-keil), 3512 bis 3513 Gastern-Kristallin, 3513 bis 3530 Kalk (oberer Jungfrau-keil), 3530 bis 3571 (Gipfel) Erstfelder Granit.

Für die Schachtanlage war hauptsächlich die Kalkschicht interessant, weil sie während des Hochsommers wasserführend sein konnte. Die gleiche Schicht ist in der Galerie vom Berghaus zum Plateau des Jungfrauojoches als schwarzes Band gut sichtbar.

Im Herbst 1936 wurde das Gipfelplateau durch die Jungfrau-bahn ausgesprengt. Hernach erfolgte am 24. Oktober 1936 die Festlegung des Schachtzentrums und damit auch die Lage des meteorologischen Pavillons auf diesem Plateau. Die nun erforderlichen Vermessungsarbeiten zur Uebertragung des obern Zentrums in den untern Sphinxstollen führte Grundbuchgeometer A. Flotron in Meiringen aus. Am 29. Oktober war der Ausgangspunkt für den Zugangstollen zum untern Maschinen- und Warteraum abgesteckt, am 2. November wurden die Sprengarbeiten aufgenommen. Am 20. November waren der Stollen und die Ausweitungen ausgebrochen und es konnte mit dem Schachtvortrieb begonnen werden, der am 1. März 1937 zum Durchschlag auf dem Gipfelplateau führte. Die Vermessungskontrolle ergab minime Abweichungen von der Absteckung.

Die wichtigste Aufgabe für die ausführende Bauunternehmung H. Bürgi & Co. Bern, J. Frutiger's Söhne in Oberhofen, A. Marbach in Bern, unter Leitung von Ing. W. Grimm, war das Problem der Entlüftung, des Materialtransportes und der Zugänglichkeit zur Schachtbrust möglichst gut zu lösen, hing doch davon in erster Linie der Arbeitsfortschritt ab. Die *Ventilation* war so angeordnet, dass zwei Ventilatoren, die im Zugang-