UC-NRLF
B 4 500 242

ERDBAUMECHANIK
auf bodenphysikalischer Grundlage

Von

Dr. Ing. Karl Terzaghi

Leipzig und Wien
FRANZ DEUTICKE


SIGILLVM · VNIVERSITATIS · CALIFORNIENSIS
LVX
FIAT
MDCCCLXVIII
EX LIBRIS

II 109

OF
FORNIA

Erdbaumechanik

auf bodenphysikalischer Grundlage

Von

Dr. Ing. Karl Terzaghi
Zivilingenieur und Professor am amerikanischen Robert College
in Konstantinopel

Mit 65 Textabbildungen

Leipzig und Wien
Franz Deuticke
1925

Alle Rechte, besonders das der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten.
Copyright 1925 by Franz Deuticke, Leipzig und Wien.

Verlags-Nr. 2848.

Manz'sche Buchdruckerei, Wien. 2006

Dem amerikanischen

ROBERT COLLEGE

in Dankbarkeit zugeeignet

vom Verfasser.

597017

Vorwort.

Hochbau und Brückenbau sind heutzutage ohne Baustoffkunde und Festigkeitslehre undenkbar. Das wissenschaftliche Rüstzeug des Tiefbauingenieurs umfaßt hingegen kaum den Ansatz zu einer technischen Bodenkunde und der Inhalt der Erdbaumechanik besteht lediglich in der Theorie eines besonders einfachen Sonderproblems der Statik kohäsionsloser Sande. Das wichtige Gebiet der Statik kolloidreicher, wasserhaltiger Böden liegt noch ganz brach. Dieses Mißverhältnis zwischen dem derzeitigen Stand zweier ebenbürtiger Zweige des Ingenieurwesens ist geradezu paradox und läßt sich nur durch die entmutigenden praktischen und theoretischen Schwierigkeiten erklären, die man bei der tiefbautechnischen Forschung zu überwinden hat. Die Schwierigkeiten setzen schon bei der Fragestellung ein. Erst in jüngster Zeit kam man zu der Einsicht, daß die Erdbaumechanik nur dann ihren praktischen Zweck erfüllen kann, wenn sie in erster Linie den mannigfaltigen physikalischen Eigenschaften des Erdmaterials angemessen Rechnung trägt, und daß man den Aufbau der Erdbaumechanik mit der Schaffung einer technischen Bodenkunde einleiten muß.

In der kurzen, einen Zeitraum von kaum zwei Jahrzehnten umfassenden Geschichte der technischen Bodenkunde sind insbesondere zwei Ereignisse als denkwürdig zu bezeichnen. Im Jänner 1913 rief die American Society of Civil Engineers in New York das „Special Committee to codify present Practice on the bearing Value of Soils" (Foundation Committee) ins Leben und im Dezember desselben Jahres ernannte die kgl. schwedische Eisenbahn-Direktion in Stockholm einen Ausschuß zur geotechnischen Erforschung der Erdrutschungen.

Der amerikanische Ausschuß bemühte sich vornehmlich um die Ermittlung möglichst verläßlicher Ziffernwerte und hatte sich zu diesem Zweck die Mitarbeit technischer Lehranstalten sowie des bekannten Bureau of Standards in Washington gesichert. Leider hat man es unterlassen, die oft recht tief verborgenen Faktoren, von denen die Ziffernwerte in der Bodenphysik abhängen, mit der nötigen, bis auf den Grund der Erscheinungen gehenden Schärfe zu zergliedern, so daß trotz zehnjähriger Bemühungen noch kein geschlossener Gedankenbau zustande gekommen ist. Es ist jedoch dem Komitee gelungen, die Aufmerksamkeit weiter Kreise und des Staates auf die gewaltige wirtschaftliche Bedeutung der zu lösenden Aufgaben zu lenken. Man erkannte in dem Fragenkomplex „a problem of national importance" und die Erkenntnis setzte sich in wertvolle, mit großem Geld- und Zeitaufwand durchgeführte Einzeluntersuchungen um, die besonders in organisatorischer Hinsicht als vorbildlich bezeichnet werden müssen.

Der schwedische Ausschuß hatte sich programmäßig bloß mit einem Teilgebiet der Baugrundphysik zu befassen, leistete jedoch im Rahmen seines Programmes Vortreffliches. Seine Arbeiten erstreckten sich über das gesamte schwedische Eisenbahnnetz und wurden mit allen Hilfsmitteln der physikalischen Bodenkunde durchgeführt. (Vgl. Anhang *B.*)

Ohne von den beiden eben erwähnten Gründungen Kenntnis zu besitzen, nahm der Verfasser im Jahre 1917 das experimentelle Studium der tiefbautechnisch wichtigen Bodeneigenschaften in Angriff. Im Gegensatz zu seinen amerikanischen Fachgenossen richtete er seine ersten Bemühungen ausschließlich auf das Ziel, das Wesen der einfachsten, bisher als elementar betrachteten Tatsachen, wie die innere Reibung der Böden, die Kohäsion, das Schrumpfen und das Schwellen, in physikalischer Hinsicht tiefer zu ergründen. Die Ergebnisse der Untersuchungen lieferten das Material für die Aufstellung von Arbeitshypothesen, welch letztere wieder anregend auf den Gang der experimentellen Forschung wirkten. Auf diese Weise wurde das Arbeitsgebiet Schritt für Schritt durchmessen und die Geschlossenheit der Forschungsergebnisse sichergestellt. Letztere bilden den Gegenstand dieses Buches.

Bei der Verarbeitung des Beobachtungsmateriales ließ sich der Verfasser keineswegs von der Absicht leiten, eine erschöpfende Theorie der erdbaumechanischen Erscheinungen zu liefern; die reine Theorie hat auf dem Gebiet der Erdbaumechanik trotz zweihundertjähriger Bemühungen der Hauptsache nach versagt und eine gesunde Entwicklung dieses Wissenszweiges kann nur in empirisch-wissenschaftlicher Richtung, durch eine Darlegung der vielseitigen Bedingtheit der Erscheinungen angebahnt werden. Damit ist das Ziel des Buches gekennzeichnet. Es handelt sich in erster Linie um eine planmäßige Zergliederung der Faktoren, von denen das Zustandekommen und der Verlauf der Erscheinungen abhängt, mit besonderer Berücksichtigung der beiden Elemente Formänderung und Zeit. Die Schwierigkeit des Unternehmens geht am sinnfälligsten aus der Tatsache hervor, daß dieses Buch in der erdbautechnischen Literatur keinen Vorläufer hat. Das Ergebnis ist daher unvermeidlicherweise mit den Mängeln eines Erstlingsversuches behaftet.

Vergegenwärtigt man sich auf Grund des bereits Erkannten den Umfang der Arbeit, die noch zu leisten ist, so kann man sich des Gefühles nicht erwehren, daß unsere Generation den Ausbau der Erdbaumechanik nicht mehr erleben wird. Denn der Wert der bisher auf Tiefbaustellen vorgenommenen Beobachtungen ist infolge des Nichtvertrautseins der Beobachter mit den maßgebenden physikalischen Faktoren ein sehr geringer und das vorliegende Erfahrungsmaterial kann mit einer paläontologischen Sammlung verglichen werden, deren Stücke keine Fundortsangabe tragen. Die Durchführung lückenloser Beobachtungen erfordert die gänzliche Umstellung des Denkens von der bisherigen, rein empirischen auf die bodenphysikalische Betrachtungsweise. Eine solche kann man jedoch, von Ausnahmsfällen abgesehen, nur dann vom Ingenieur erwarten, wenn er bereits im Laboratorium der Hochschule Gelegenheit hatte, die physikalischen Eigenschaften der typischen Bodenarten auf dem Weg der Anschauung kennen zu lernen. Solange nicht die Lehrkanzeln für Tiefbau mit bodenphysikalischen Laboratorien ausgestattet sind, ist die Hoffnung auf einen lebhaften Aufschwung der Hilfswissenschaften des Tiefbaues unbegründet.

Die experimentellen Arbeiten des Verfassers wurden im amerikanischen Robert College in Konstantinopel durchgeführt. Die College-Leitung stellte dem Verfasser in großzügiger Weise die zur Einrichtung eines tiefbautechnischen Laboratoriums erforderlichen Mittel zur Verfügung und der Unterricht in der tiefbautechnischen Bodenkunde wurde bereits vor drei Jahren in den Lehrplan der Bauingenieurschule aufgenommen. Trotzdem blieb ein beträchtlicher Teil der Forschungsergebnisse bisher unveröffentlicht. Eine kurze Mitteilung über den Erddruck des kohäsionslosen Sandes auf Stützmauern wurde 1921 in der New Yorker Zeitschrift Engineering News-Record abgedruckt und eine gedrängte Übersicht über die Gesamtergebnisse der Forschungen erschien im Jahre 1922 in der Zeitschrift des österreichischen Ingenieur- und Architektenvereines. Der Gegenstand des IV. Hauptstückes (Die hydrodynamischen Spannungen im Boden) wurde vom Verfasser der Hauptsache nach erst im Laufe der letzten zwei Jahre bearbeitet. Wichtig ist die aus den Forschungsergebnissen hervorgehende Tatsache, daß die Statik der bindigen Böden, zu der bisher sogar die physikalischen Grundlagen fehlten, einer strengeren wissenschaft-

lichen Behandlung zugänglich ist, als die Statik des kohäsionslosen Sandes. Mit dieser Tatsache eröffnet sich der Erdbaumechanik ein Anwendungsgebiet von gewaltiger Ausdehnung.

Das Buch wendet sich in erster Linie an die in der Praxis stehenden Ingenieure und an die Studierenden der technischen Hochschulen. Es ist aber auch für den wissenschaftlichen Ratgeber des Tiefbauingenieurs, den Geologen, bestimmt, denn sein Inhalt bildet das Bindeglied zwischen der Geologie und der technischen Praxis. Seinen Zweck hat das Buch allerdings nur dann erfüllt, falls seine Wirkung in der Qualität der tiefbautechnischen Vorarbeiten und Berichte zum Ausdruck kommt. Der Verfasser richtet an seine in der Praxis stehenden Fachgenossen die Bitte, ihn beim weiteren Ausbau des Wissenszweiges durch Mitteilungen aus ihren Wirkungskreisen zu unterstützen.

Der Herr Verleger hat das Zustandekommen des Buches durch Geduld und weitgehendes Entgegenkommen in dankenswertester Weise gefördert.

Konstantinopel, am 12. April 1924.

Der Verfasser.

Erklärung der Abkürzungen.

D. Bauztg.	Deutsche Bauzeitung.
Eng. News	Engineering News, New York.
Eng. News-Rec.	Engineering News-Record.
Eng. Rec.	Engineering Record.
Int. Mitt. Bod.	Internationale Mitteilungen für Bodenkunde, Wien-Berlin.
Pap. a. Disc., Am. Soc.	Papers and Discussions, American Society of Civil Engineers, New York.
Phil. Mag.	The Philosophical Magazine, London.
Proc. Am. Soc.	Proceedings of the American Society of Civil Engineers, New York.
Trans. Am. Soc.	Transactions of the American Society of Civil Engineers, New York.
Wien, Ber.	Sitzungsberichte der k. Akademie der Wissenschaften, Abteilung II *a*.
Woch. öst. I.- u. A.-V.	Wochenschrift des österreichischen Ingenieur- und Architekten-Vereines, Wien.
Z. d. öst. I.- u. A.-V.	Zeitschrift des österreichischen Ingenieur- und Architekten-Vereines, Wien.
Z. d. V. deutsch. Ing.	Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure, Berlin.
Z. f. Bauw.	Zeitschrift für Bauwesen, Berlin.
Am. Found. Comm.	Special Committee to codify present practice on the bearing value of Soils for foundations and to report upon the physical characteristics of Soils in their relations to Engineering Structures, ernannt durch die American Society of Civil Engineers, 7. Jänner 1913.

Druckfehlerverzeichnis.

Seite 261, fünfte Zeile von oben, lies „um 1 *cm* hob“ anstatt „um 10 *cm* hob“.
Seite 280, Legende zu Fig. 50, dritte Zeile rechts, lies Barcz statt Baroz.

Inhaltsverzeichnis.

Seite

Einleitung 1
a) Abwesenheit eines Bindegliedes zwischen der Geologie und der Erdbaumechanik 1
b) Grundlegende Voraussetzungen der klassischen Erddrucktheorie 2
c) Forschungen des amerikanischen Fundierungsausschusses 3
d) Untersuchungen des Verfassers 3
e) Methoden der erdbaumechanischen Forschung 4
f) Gliederung des Stoffes 6

I. Hauptstück.

Die Beschaffenheit des Bodens 7

1. Abschnitt.

Größe und Gestalt der Bodenkörner 7

2. Abschnitt.

Struktur und Porenvolumen der Böden 10
a) Strukturarten 10
b) Das Porenvolumen der Sande 11
c) Das Porenvolumen bindiger Böden 13

3. Abschnitt.

Chemische Zusammensetzung, Wasserführung und spezifisches Gewicht der Böden 14

4. Abschnitt.

Thermische Eigenschaften der Böden 16
a) Spezifische Wärme 16
b) Temperaturausdehnungszahl 16
c) Wärmeleitungsvermögen 16
d) Lage der Frostgrenze 16

5. Abschnitt.

Die Konsistenz und Kohärenz der Böden 18
a) Unterschied zwischen Lehm und Ton 18
b) Die Konsistenzformen 18
c) Methoden zur Festlegung der Konsistenzgrenzen 19
d) Atterbergsches Verfahren zur Festlegung der Konsistenzgrenzen 20
e) Die Schwindungsgrenze 21
f) Die Ausrollgrenze oder die untere Plastizitätsgrenze 22
g) Die Klebegrenze oder die Grenze der Normalkonsistenz 22
h) Die Fließgrenze 22
i) Die Grenze der Dickflüssigkeit 23
k) Grad der Genauigkeit der Grenzbestimmungen 23
l) Die relative Dichte der bindigen Böden 23
m) Der Konsistenzgrad und die Festigkeit der Böden 25
n) Beurteilung der Eigenschaften eines Bodens 28

II. Hauptstück.

Seite

Die Reibungskräfte im Boden 30

6. Abschnitt.

Der Kolloidschlamm 30
a) Die Eigenschaften der festen Kolloide 30
b) Der Kolloidschlamm der bindigen Bodensorten 32

7. Abschnitt.

Der Einfluß gelöster Salze auf die mechanischen Eigenschaften der Tone 36

8. Abschnitt.

Sedimentierung, Absatzgeschwindigkeit und Schlämmanalyse 38
a) Methoden der Schlämmanalyse 39
b) Bezeichnung der Böden nach ihrem Verhalten bei der Schlämmanalyse . . . 41

9. Abschnitt.

Die Reibung zwischen den Bodenteilchen 42
a) Das Reibungsgesetz und die Wirkungsweise der Schmiermittel 42
b) Die Reibung zwischen chemisch nicht ganz reinen Oberflächen 46
c) Die physikalischen Eigenschaften der Schmiermittel-Films 48
d) Die physikalischen Ursachen der Proportionalität zwischen Druck und Reibungswiderstand 50
e) Die innere Reibung in pulverförmigen Massen 55
f) Die Reibung im Sand 56
g) Die Reibungsziffern der Lehme und Tone und die schmierende Wirkung des Wassers 59

10. Abschnitt.

Die Nullreibung als Ursache der Wabenstruktur feinkörniger, lockerer Sedimente 64

III. Hauptstück.

Die Festigkeitseigenschaften der Böden 67

11. Abschnitt.

Die Würfelfestigkeit bindiger Böden 70
a) Das Versuchsmaterial 70
b) Versuchsmethoden 71
c) Die Versuchsergebnisse 71
d) Die Festigkeitsversuche der Am. Found. Comm. 73
e) Die Festigkeitseigenschaften der Bodenwürfel 75
f) Der Begriff der „bezogenen Dehnung“ 76
g) Der Elastizitätsmodul und die Brüchigkeit des Bodens 76
h) Der Hauptast des Spannungs-Dehnungsdiagrammes und der Elastizitätsgrad des Bodens 77
i) Der zeitliche Verlauf des Ausgleiches der inneren Reibungsspannungen . . . 79
k) Die elastischen Nachwirkungen und die Hysteresisschleifen 81

12. Abschnitt.

Der Wassergehalt tonreicher, luftfreier Böden als Funktion der Belastung der Bodenoberfläche 82
a) Die Versuchsmethode 83
b) Versuchsergebnisse 85
c) Der Elastizitätsmodul des bindigen, an seitlicher Ausdehnung verhinderten Bodens und der Schwellbeiwert 85
d) Der Hauptast des Druck-Porenzifferdiagrammes 87

13. Abschnitt.

Seite

Die Beziehung zwischen der Belastung und der Porenziffer der Sande bei verhinderter Seitenausdehnung 87
a) Versuchsmethode und Versuchsergebnisse 87
b) Der Elastizitätsmodul des an seitlicher Ausdehnung verhinderten Sandes . . 90
c) Der Hauptast des Druck-Porenzifferdiagrammes 91
d) Der zeitliche Verlauf des Ausgleiches der inneren Reibungsspannungen . . . 91

14. Abschnitt.

Die Kohäsion der bindigen Böden 93
a) Der Kapillardruck 95
b) Die Ermittlung des Kapillardruckes p_k aus dem Verlauf des Hauptastes im Druck-Porenzifferdiagramm 96
c) Der Kapillardruck nach Überschreitung der Schrumpfgrenze 97
d) Die scheinbare Kohäsion als Ergebnis des Zusammenwirkens von Kapillardruck und Reibungswiderstand 98
e) Schrumpfen und Schwellen der bindigen Böden 98
f) Einfluß der Korngröße und der Kornform auf den Maximalwert der scheinbaren Kohäsion 99
g) Zusammenfassung 100

15. Abschnitt.

Die Beziehungen zwischen den Festigkeitsziffern, dem Innendruck und den inneren Reibungswiderständen 100
a) Die Formänderung durch erstmalige Belastung einer Bodenschicht bei ausgeschaltetem Kapillardruck und verhinderter seitlicher Ausdehnung 101
b) Das Wesen der Elastizität des Bodens 101
c) Die unausgeglichenen Reibungsspannungen 102
d) Die Periodizität in den Strukturveränderungen 103
e) Die Beziehung zwischen den Elastizitätmoduln E_s und E und die Poissonzahl $\frac{1}{m}$ der losen Massen 104
f) Die Beziehungen zwischen dem Innendruck, den inneren Reibungswiderständen und den Festigkeitsziffern 105

IV. Hauptstück.

Die hydrodynamischen Spannungserscheinungen 111

16. Abschnitt.

Die Durchlässigkeit der Böden 111
a) Experimentelle Bestimmung der Durchlässigkeitsziffer des Sandes 112
b) Direkte Methode zur Bestimmung der Durchlässigkeitsziffer bindiger Bodenarten 112
c) Indirekte Methode zur Bestimmung der Durchlässigkeitsziffer bindiger Böden 116
d) Die Berechnung der Durchlässigkeitsziffer aus der Korngröße und dem Porenvolumen 117
e) Die Beziehungen zwischen der Porenziffer und der Durchlässigkeitsziffer für bindige Bodenarten 120
f) Die Viskosität des Wassers in sehr engen Schlitzen 124
g) Die Beziehung zwischen Korngröße, Kornform und Plastizitätsgrenze . . . 125
h) Die Strömung von Lösungen durch bindigen Boden 126
i) Beziehung zwischen dem Druck und der Durchlässigkeitsziffer 126
k) Die Grenzen der Gültigkeit des Gesetzes von Darcy 127

17. Abschnitt.

Die statischen Wirkungen des strömenden Grundwassers 128
a) Das kritische Gefälle für einen senkrecht emporsteigenden Grundwasserstrom 128
b) Das kritische Gefälle bei Filterbelastung 131

18. Abschnitt.

Der kapillare Aufstieg des Grundwassers 131
a) Die kapillare Hebung des Grundwasserspiegels 133
b) Die kapillare Durchfeuchtung und die Heberwirkung offener Sandschichten . 136

19. Abschnitt.

Seite

Die Verdunstung des Bodenwassers an der Oberfläche tonreicher Schichten 137

20. Abschnitt.

Das thermodynamische Gleichnis für den zeitlichen Verlauf der hydrodynamischen Spannungserscheinungen 140

a) Räumlich-zeitlicher Verlauf der verdichtenden Wirkung einer Druckerhöhung und das thermodynamische Gleichnis 140

b) Das thermodynamische Gleichnis für die wichtigsten hydrodynamischen Spannungserscheinungen 146

21. Abschnitt.

Näherungsverfahren für die rechnerische Behandlung des Spannungsausgleiches in bindigen Böden 153

a) Zeitlicher Verlauf der Verdichtung durch Druckerhöhung 153

b) Berechnung der Durchlässigkeitsziffer des Tones aus der Zunahme der Zusammendrückungen bei konstantem Druck 155

c) Berechnung der Durchlässigkeitsziffer des Tones aus dem Verlauf des Spannungsausgleiches bei konstanter Gesamt-Zusammendrückung 156

d) Verdichtung von Schlammschichten durch Austrocknung 161

e) Durchfeuchtung einer Bodenmasse nach erfolgter Überflutung 169

f) Zeitlicher Verlauf des Verdichtungsvorganges in einer Schlammschicht als Funktion der Absatzgeschwindigkeit 170

g) Verdichtung einer Schlammschicht durch Zusammenwirken von Eigengewicht und Verdunstung 179

h) Setzung von Schlammschichten als Folge des Anbohrens sandiger Zwischenlagen 181

V. Hauptstück.

Statik des Bodens 184

22. Abschnitt.

Die Hauptformen der Gleichgewichtsstörung im Boden 184

a) Der Unterschied zwischen losem und bindigem Boden 184

b) Das Druckäquivalent der Konsistenzgrenzen 185

c) Die stetige Formänderung des Bodens 186

d) Die Gleitflächenbildung im Sand 191

e) Der Einfluß der hydrodynamischen Spannungen auf den Verlauf der Gleichgewichtsstörung und die Gleitflächenbildung im Ton 196

f) Die Gleichgewichtsstörung im Ton mit Krümelstruktur 201

23. Abschnitt.

Der Druck des Bodens gegen die nachgiebige Verkleidung von Hohlräumen 203

a) Der Druck des Sandes auf bewegliche Bodenklappen und der Firstdruck im Stollen 203

b) Die Bildung von Tragkörpern in plastisch deformierbaren Bodenmassen . . 211

c) Die Spannungsverteilung in der Umgebung einer Bohrung von kreisförmigem Querschnitt 212

d) Das Schwellen des Tones im Tunnel 215

24. Abschnitt.

Die Tragfähigkeit des Bodens bei Flachgründung 222

a) Die Spannungsverteilung im örtlich belasteten Sand 222

b) Die älteren Theorien der Tragfähigkeit 228

c) Kritische Gründungstiefe, Grenzbelastung und Bettungsziffer 231

d) Einfluß der relativen Dichte und der Gründungstiefe auf die Tragfähigkeit der Sandschüttungen 239

e) Einfluß des Grundwasserstandes auf die Tragfähigkeit der Sandschüttungen . 246

f) Die Tragfähigkeit des Schlammes und des Tones 247

g) Einfluß hydrographischer und klimatischer Faktoren auf die Setzung örtlich belasteter Schlamm- und Tonmassen 260

h) Die Tragfähigkeit erdiger Anschüttungen und gekrümelter Böden 261

i) Klassifizierung des Baugrundes für Flachgründung 261

25. Abschnitt.

Seite
Die Tragfähigkeit gerammter Pfähle 263
a) Die Beziehungen zwischen dem dynamischen Eindringungswiderstand und der Wirkung des Rammschlages 266
b) Das Schema der Bodenverdrängung 270
c) Die kritische Tiefe und der statische Eindringungswiderstand 276
d) Die Senkung der Pfähle bei ruhender Belastung 279
e) Das Rammen im Sand und im angeschütteten Erdreich 282
f) Das Rammen von Pfählen durch Ton mit gleichmäßig gespanntem Porenwasser 290
g) Pfähle in Schlammböden mit ungespanntem Porenwasser und in wasserführenden, zusammengesetzten Bodenschichten 295
h) Klassifizierung des Rammgrundes 302

26. Abschnitt.

Der Erddruck auf starre und nachgiebige Stützwände 302
a) Geschichtlicher Rückblick 302
b) Der natürliche Böschungswinkel und die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes 305
c) Der Erddruck auf Stützwände als statisch unbestimmtes Problem 308
d) Der Einfluß der Stützwandhöhe auf den Verlauf der zweiten Phase des Erddruckes 311
e) Die Richtung des auf lotrechte Stützwände wirkenden Erddruckes 313
f) Der Erddruck der Ruhe auf starre Wände bei wagrecht begrenzter Hinterfüllung 314
g) Einfluß der Nachgiebigkeit der Mauerunterlage auf die Größe des Erddruckes 317
h) Der Erddruck der Ruhe bei überhöhter Hinterfüllung 319
i) Die Berechnung des Grenzdruckes auf Stützwände mit lotrechter oder erdwärts ansteigender Rückwand 320
k) Der Erddruck auf nachgiebige Stützwände mit erdwärts geneigter Rückseite 327
l) Periodische Erddruckschwankungen und Einfluß der Temperatur auf die Größe des Erddruckes 331
m) Der passive Erddruck 331
n) Der Erddruck kohärenter Bodenmassen auf Stützmauern 333

VI. Hauptstück.

Der Boden als Baugrund 334

27. Abschnitt.

Der Boden im Einschnitt 334
a) Verschiedenheit im erdbautechnischen Verhalten gleichnamiger Bodenarten . 334
b) Die Gewinnungsfestigkeit des Bodens 336
c) Die Durchlässigkeit des gewachsenen Bodens 340
d) Der Bodenzudrang nach tiefen Baugruben 342
e) Das Schwimmsandphänomen im Feinsand 344
f) Die Schwimmsanderscheinungen in grobkörnigen Massen und die Muren . . 347
g) Die geologischen Vorbedingungen der Schwimmsanderscheinung und der Setzungsfließungen 350
h) Einschnittsrutschungen im Lehm und Ton 352
i) Klassifizierung der Massenablösungen und Einschnittsrutschungen 355

28. Abschnitt.

Der Boden als Unterlage der Bauwerke 358
a) Die zulässige Bodenbeanspruchung bei Flachgründung 358
b) Ermittlung der Tragfähigkeit durch Probebelastung 360
c) Schätzungsweise Beurteilung des Bodenwiderstandes gegen Belastung durch Flachgründung 365
d) Bestimmung der Tragfähigkeit von Einzelpfählen 365
e) Zylindrische und konische Pfähle 366
f) Wahl des Pfahlsystems 367
g) Tragfähigkeit der schwebenden Pfahlgründungen 368
h) Die Beanspruchung des Baugrundes unterhalb von Stauwerken 369
i) Erosions- und Erddruck-Grundbruch 373
k) Vergrößerung der kritischen Stauhöhe durch Filterbelastung 375

29. Abschnitt.

Seite

Der Boden als Baumaterial 377

a) Hydraulisch aufgeschüttete Dämme 378
b) Die Korngröße des Kernmateriales 378
c) Die Verdichtung des Kernes und der Einfluß der Kornform auf den Verlauf des Verdichtungsvorganges 379
d) Die Druckverhältnisse im Kern 380
e) Der Erddruck auf Stützmauern mit vorwiegend sandiger, kolloidarmer Hinterfüllung 382
f) Der aktive Erddruck der lehmigen Böden und Tone 382
g) Verkleidungs- und Futtermauern 384
h) Schlußwort 385

Anhang.

A) Das Wiegnersche Schlämmverfahren 387
B) Arbeiten der geotechnischen Kommission der kgl. schwedischen Staatsbahnen 390

Alphabetisches Sachverzeichnis 393

Verzeichnis der Tabellen.

Seite

Tabelle 1. Bezeichnung der Bodenbestandteile nach der Vorschrift des Verbandes landwirtschaftlicher Versuchsstationen in Deutschland 7
„ 2. Bezeichnung der Bodenbestandteile nach dem Vorschlag des Am. Found. Comm. 7
„ 3. Verdichtungsfähigkeit der Sande 11
„ 4. Wassergehalt in Gewichts-% 14
„ 5. Spezifische Gewichte der Bodenmineralien 15
„ 6. Unterschiede zwischen Lehm und Ton 17
„ 7. Konsistenzformen der Tone 18
„ 8. Einfluß des Anfangswassergehaltes auf die Festigkeit der Tone 26
„ 9. Konsistenzgrade der Tone 27
„ 10. Zähigkeit und Festigkeit schwedischer Tone 27
„ 11. Klasseneinteilung der bindigen Böden nach V. Pollack 29
„ 12. Plastizitätszahlen und Festigkeiten künstlicher Schlämmprodukte . . . 33
„ 13. Festigkeit des Ultratones 35
„ 14. Korngröße der Schlämmprodukte 40
„ 15. Schmierende Wirkung verschiedener Flüssigkeiten, nach W. B. Hardy . 45
„ 16. Ergebnisse von Reibungsversuchen bei Rizinusölschmierung (zeitliche Zunahme der Reibungsziffer) 49
„ 17. Reibungsvermindernde Wirkung der Wasserschmierung 60
„ 18. Reibung von Stahl und von Glas auf nassem Ton 63
„ 19. Physikalische Eigenschaften der Versuchsmaterialien I—V 70
„ 20. Druckfestigkeit von Probewürfeln aus Ton I 73
„ 21. Festigkeitsdaten der Tonwürfel 78
„ 22. Elastische Nachwirkungen an belasteten Tonwürfeln bei konstanter Zusammendrückung 80
„ 23. Elastische Nachwirkungen an belasteten Tonwürfeln bei konstantem Druck 82
„ 24. Gleichung der Schwellkurven und elastische Nachwirkung an belasteten Sandschichten bei konstanter Zusammendrückung 92
„ 25. Molekularer Innendruck und Elastizitätsziffern einiger Metalle 109
„ 26. Beziehungen zwischen der inneren Reibung und der Druckfestigkeit kohäsionsloser Massen 110
„ 27. Durchlässigkeit verschiedener Sande 113
„ 28. Kritischer Strömungsdruck für durchströmte Sandmassen mit veränderlichem Querschnitt 130
„ 29. Kritisches Gefälle für belastete Sandschichten 132
„ 30. Einfluß der relativen Luftfeuchtigkeit auf die Verdunstungshöhe . . . 139
„ 31. Einfluß des Windes auf die Verdunstungshöhe 139
„ 32. Ziffer der inneren Reibung der Tone I und IV 189
„ 33. Innere Reibung pulverförmiger Massen 195
„ 34. Druck des Sandes auf bewegliche Bodenklappen 208
„ 35. Firstdruck im Tunnel, nach A. Bierbaumer 209
„ 36. Zeitliche Zunahme des Druckes auf Stollenverkleidungen 221
„ 37. Spannungsverteilung in belasteten Sandschüttungen 227
„ 38. Formeln für die Berechnung der Tragfähigkeit von Sandschüttungen . . 230

			Seite
Tabelle	39.	Bettungsziffern verschieder Baugründe	238
„	40.	Vergleich zwischen berechneter und gemessener Tragfähigkeit von Sandschüttungen	243
„	41.	Tragfähigkeit homogener Tonmassen	256
„	42.	Klassifizierung des Bodens nach dem Spannungszustand des Porenwassers	262
„	43.	(Einschalttabelle) Klassifizierung des Bodens für Flachgründung	262
„	44.	Senkungsziffern für verschiedene Rammgründe	282
„	45.	Widerstand der Sande und der Tone gegen das langsame Eindringen von Pfählen	284
„	46.	Mantelreibung gerammter Pfähle	291
„	47.	Klassifizierung des Rammgrundes	301
„	48.	Richtung des Ruhedruckes bei lotrechter Stützwand	313
„	49.	Setzungsmaß einer sandigen Stützmauer-Hinterfüllung	316
„	50.	Ziffern der inneren Reibung für verschiedene Sandsorten	321
„	51.	Ergebnisse von Erddruckversuchen mit kleinen Stützwandmodellen	323
„	52.	Bodenbeschreibung nach dem Vorschlag des Am. Found. Comm.	337
„	53.	Gewinnungsfestigkeit des Bodens, nach Rziha	338
„	54.	Gewinnungsfestigkeit des Bodens, nach G. Lucas	339
„	55.	Durchlässigkeit gewachsener Böden	341
„	56.	Klassifizierung der Massenablösungen und Einschnittsrutschungen	356
„	57.	Ursachen der Fehlgründungen nach dem System des Am. Found. Comm.	358
„	58.	Ursachen der Fehlgründungen. System des Verfassers	359
„	59.	Tragfähigkeit des Bodens nach Försters Taschenbuch	360
„	60.	Tragfähigkeit des Baugrundes nach dem Ergebnis der Rundfrage des Am. Found. Comm.	361
„	61.	Zulässige und unzulässige Bodenbeanspruchungen nach G. J. Corthell	361
„	62.	Anweisung zur Untersuchung eines Baugrundes für Flachgründung	363
„	63.	Anweisung zur Untersuchung eines Baugrundes für Pfahlgründung	366

UNIV. OF CALIFORNIA

Einleitung.

Die Aufgabe der Erdbaumechanik besteht in der Vorhersage der Wirkung gegebener Kraftsysteme auf den Boden und in der Einschätzung des vom Boden auf Stützwerke ausgeübten Druckes; die Kenntnis der Bodensorten, mit denen der Erdbaustatiker zu rechnen hat, wird durch die technische Geologie vermittelt. Erdbaumechanik und technische Geologie sind als Hilfswissenschaften der Erdbaukunde zu betrachten. Beide leisten dem Erdbauingenieur unzureichende Dienste und versagen, wie bekannt, gerade dort, wo man ihrer am dringendsten bedarf. Infolgedessen stützt sich das Urteil im Erdbauwesen vornehmlich auf das durch praktische Erfahrung geschulte technische Gefühl.

Kein erfahrener Ingenieur wird die Wichtigkeit der Rolle bezweifeln, die das technische Gefühl in der Baupraxis spielt. Das dem technischen Gefühl entspringende Urteilsvermögen kann jedoch nicht auf Andere übertragen werden und sein Träger ist unersetzlich. Die Richtigkeit der Urteile kann erst an den Wirkungen der Maßnahmen erkannt werden. Das technische Gefühl kann in ungewöhnlichen Fällen versagen und versagt auch häufig. Die Erfahrung bewirkt bestenfalls eine Vertiefung des technischen Gefühls bei denjenigen, welche die Erfahrung gemacht haben, und der Erdbautechniker steht heute den Aufgaben des Erdbaues kaum besser gerüstet gegenüber, als der Brückenbauer den Aufgaben des Brückenbauwesens zu der Zeit, da die technische Mechanik als Wissenschaft noch nicht existierte. Unsere Entwürfe sind teils zu gewagt, teils übermäßig sicher und der Fortschritt vollzieht sich langsam, weil die überwiegende Mehrzahl der Erfahrungen zu keinen allgemein gültigen Erkenntnissen führt[1]).

Unter diesen Umständen fühlt man sich zu dem Versuch gedrängt, die Mängel der Hilfswissenschaften des Erdbaues aufzudecken und die Mittel zu erwägen, wie die Mängel behoben werden können. Die Mängel bestehen vornehmlich in der Abwesenheit eines Bindegliedes zwischen der Geologie und der Erdbaumechanik und im dogmatischen Charakter der Voraussetzungen, auf denen die klassische Erdbaumechanik ruht.

a) Abwesenheit eines Bindegliedes zwischen der Geologie und der Erdbaumechanik. Die Anordnung und Mächtigkeit der Bodenschichten kann vom Ingenieurgeologen auf Grund der vorhandenen oder mit Hilfe von künstlichen Aufschlüssen einwandfrei festgestellt werden. Bei dem Versuch, die vorliegenden Bodensorten unzweideutig zu bezeichnen, stößt man jedoch auf Schwierigkeiten. Man entnimmt dem Baugrund eine Probe. Besteht diese Probe aus Verwitterungsboden oder aus tonhaltigem Sediment, aus Feinsand oder Silt, so ist man genötigt, die Bodenart in irgend eines der in der Geologie oder im Erdbau gebräuchlichen Systeme einzureihen.

[1]) Terzaghi, Die Unzulänglichkeit veröffentlichter Baubeschreibungen. Z. d. öst. I.- u. A.-V., 1917.

Nun fußen diese Systeme auf allen möglichen Unterscheidungsmerkmalen, nur nicht auf jenen, welche für den Statiker in erster Linie in Betracht kommen, den physikalischen Konstanten der Böden. Jede Artbezeichnung umfaßt Bodenarten mit sehr verschiedenen physikalischen Eigenschaften, weil ja ein und dieselbe Bodenart je nach der Dichte der Packung und dem Wassergehalt, Kalk- und Humusgehalt sehr verschiedenartige Eigenschaften aufweisen kann. (Siehe 7. Abschnitt.) Die vom Ingenieurgeologen nach dem heutigen Stande der Wissenschaft gelieferte Beschreibung der im Baugrund vorhandenen Bodenarten schützt uns demnach nicht vor dem Irrtum, eine Bodenart mit einer anderen zu identifizieren, deren erdbautechnischer Charakter von dem ihrigen grundsätzlich abweicht.

b) Grundlegende Voraussetzungen der klassischen Erddrucktheorie. Die Erddrucktheorie entsprang dem praktischen Bedürfnis nach Anhaltspunkten zur Dimensionierung der Stützmauern. Die Entwicklung dieses Zweiges der Mechanik fällt in die zweite Hälfte des 18. und in die erste Hälfte des 19. Jahrhunderts, also in die Zeit, da die technische Mechanik auf dem Gebiete des Bauwesens eine Umwälzung herbeiführte. Ebenso wie in der Festigkeitslehre ging man auch in der Erddrucktheorie von gewissen, die Rechnung vereinfachenden Voraussetzungen aus. Diese Voraussetzungen waren: Die Gleichgewichtsstörung im Boden sei identisch mit der Abscherung des Bodens nach einer Gleitfläche, und der Widerstand des Bodens gegen Abscherung sei für jede Bodensorte durch die Ziffer der inneren Reibung und den auf der Gleitfläche herrschenden Flächendruck eindeutig bestimmt. Hiezu kam im Laufe der Zeit noch die Annahme, die Ziffer der inneren Reibung sei durch die Tangente des natürlichen Böschungswinkels gegeben. Mit diesen Voraussetzungen als Grundlage behandelte man die Erddruckprobleme als statisch bestimmte Aufgaben und ging weder auf die Formänderungen des Bodens noch auf jene der durch Bodendruck beanspruchten Konstruktionsteile ein. Nun gibt es jedoch zahlreiche Erddruckerscheinungen, bei denen es zu der Bildung ausgesprochener Gleitflächen gar nicht kommt. Versuche haben gezeigt, daß die Ziffer der inneren Reibung, welche in diesen Fällen die Grenze des Gleichgewichtes festlegt, mit der oben erwähnten Ziffer der Reibung nach einer Fläche nicht identisch ist. Es hat sich ferner herausgestellt, daß die Reibungsziffern beim Sand von der Dichtigkeit der Packung und bei den Lehmen und Tonen vom Wassergehalt und von der Belastungsvorgeschichte abhängen. Ändert sich der Wassergehalt eines Lehmes oder Tones unter dem Einfluß eines Zusatzdruckes, so bleibt die Ziffer der inneren Reibung entweder unverändert, oder sie nimmt ab, je nach der Geschwindigkeit, mit welcher der Zusatzdruck aufgebracht wird. Infolge dieser wichtigen, von der klassischen Erddrucktheorie nicht berücksichtigten Tatsachen versagt die Erddrucktheorie bei der Behandlung der meisten im Erdbau vorkommenden Aufgaben. Um die Lösung dieser Aufgaben anzubahnen, sieht man sich daher genötigt, zunächst die oben aufgezählten, grundlegenden Voraussetzungen der klassischen Erddrucktheorie fallen zu lassen und auf die physikalischen Eigenschaften des Bodens in höherem Maße einzugehen als dies bisher der Fall gewesen ist. Es ergibt sich die Notwendigkeit der Schaffung einer Erdbaumechanik auf bodenphysikalischer Grundlage.

Einige der technisch wichtigen Eigenschaften der Böden wurden bereits von den Vertretern der Bodenkunde erforscht, bevor man noch die Bedeutung dieser Eigenschaften für die Erdbaumechanik zu würdigen wußte. In dem Bestreben, die Erdarten für agrikulturtechnische Zwecke zu klassifizieren, erkannte man den Zusammenhang, der zwischen der Größe und Gestalt der Bodenkörner einerseits und der Plastizität und Festigkeit der Böden andererseits besteht, sowie den Einfluß, welchen gelöste Salze und gewisse Bodensäuren auf diese Eigenschaften ausüben. Besondere Beachtung verdienen die Arbeiten Atterbergs, welcher ein praktisches Verfahren zur Festlegung der Konsistenzgrenzen bindiger Böden in Vorschlag brachte und die Bestandteile ermittelte, welchen die Lehme und Tone ihre Plastizität und Bindigkeit verdanken.

c) Forschungen des amerikanischen Fundierungs-Ausschusses. Die erste wirksame Anregung zur planmäßigen Erforschung der physikalischen Eigenschaften des Bodens zu erdbautechnischen Zwecken ging von der „American Society of Civil Engineers" aus. Im Jahre 1913 ernannte dieser Ingenieurverein einen Ausschuß zur „Kodifizierung der üblichen zulässigen Beanspruchungen des Baugrundes und zum Studium der technisch wichtigen physikalischen Eigenschaften der Böden" (in der Folge kurz als Am. Found. Comm. bezeichnet), mit R. A. Cummings als Obmann. Der Ausschuß begann seine Tätigkeit mit der Aussendung eines Fragebogens an die Mitglieder des Vereins und hoffte auf diesem Weg wertvolle Aufklärungen über Fehlgründungen und deren Ursachen zu erhalten. Die Rundfrage umfaßte 59 Einzelfragen betreffend Art und Ergebnisse der Belastungsproben, Topographie und Geologie der Baustelle, Ergebnisse von Probebohrungen, Beschaffenheit der Bodenarten, Einzelheiten der Gründung, beobachtete Setzungen und zulässige Bodenbelastung im Gebiet der Baustelle. Im Laufe von neun Jahren liefen so gut wie keine zufriedenstellenden Antworten ein und die Rundfrage endete mit einem Mißerfolg.

Die Tätigkeitsberichte 1915 und 1916 enthalten u. a. die Beschreibung von Apparaten und von Versuchsanordnungen, den Bericht über einen Versuch, die Bodenarten lediglich nach der Korngröße zu klassifizieren, und Daten über die Zusammendrückbarkeit des Normalsandes. Im Jahre 1917 erschienen Literaturangaben über die in der Carnegie-Bibliothek in Pittsburgh, Pennsylvanien, enthaltenen Bücher und Zeitschriftartikeln über Probebelastungen, Fehlgründungen, Rammleistungen usw. sowie Mitteilungen über die Ergebnisse von Reibungsversuchen, welche mit trockenen und nassen Sanden bei verschiedenen Flächendrücken vorgenommen wurden. Diese und eine große Anzahl der folgenden Versuche wurden im U. S. Bureau of Standards in Washington durchgeführt. Im Jahre 1920 veröffentlichte der Ausschuß den Entwurf zu einem Normalapparat zur Vornahme von Probebelastungen und die Ergebnisse einer Arbeit über die Druckverteilung in örtlich belasteten Sandschüttungen. Letztere stimmen der Hauptsache nach mit den 1912 von Strohschneider erzielten Ergebnissen überein. Der Bericht 1922 enthält eine kurze Beschreibung der physikalischen Eigenschaften der Bodenkolloide und die Spannungs-Dehnungs-Diagramme von Tonwürfeln, welche aus dem gewachsenen Boden herausgeschnitten wurden. Über die vom Ausschuß angekündigten Modellversuche über Pfahlreibung und Eindringungswiderstand der Pfähle wurde noch nichts veröffentlicht.

d) Untersuchungen des Verfassers. Im Jahre 1917 nahm der Verfasser das Studium der technisch wichtigen Eigenschaften der Böden in Angriff. Der erste Schritt bestand in theoretischen Untersuchungen über die innere Reibung in Kugelschüttungen und in Versuchen über den Erddruck gegen nachgiebige Stützwände. Auch der Seitendruck des Sandes gegen starre Wände konnte im Versuchsweg bestimmt werden. Es zeigte sich, daß man zwischen zwei Arten der inneren Reibung unterscheiden müsse: dem Reibungswiderstand gegen Relativbewegung nach einer Fläche und dem Reibungswiderstand gegen Kornverschiebungen im Raum. Keine der beiden Reibungsziffern ist mit der Tangente des natürlichen Böschungswinkels identisch, denn beide hängen von der Dichte der Lagerung des Sandes ab. Obendrein wurde gefunden, daß die Größe des Seitendruckes gegen eine nachgiebige Stützwand mit zunehmender Länge des von der Stützwand zurückgelegten Weges abnimmt; das System Stützwand-Hinterfüllung ist demnach statisch unbestimmt.

Es folgten theoretische Untersuchungen über die Spannungsverteilung in örtlich beanspruchten, plastischen und körnigen Massen. In solchen Massen bilden sich Zonen heraus, in welchen die Festigkeit des Materials viel vollkommener ausgenützt ist, als dies in Körpern stattfindet, welche dem Hookeschen Gesetz gehorchen. Diese Zonen wurden „Tragkörper" genannt.

Das Studium der statischen Wirkungen des strömenden Grundwassers auf die von ihm durchströmten Sandschichten führte in Verbindung mit der von Forch-

heimer entwickelten Theorie der Grundwasserbewegung nach isothermischen Kurvenscharen zur Unterscheidung zwischen Erosions- und Erddruck-Grundbrüchen an Stauwerken. Die Ergebnisse der Berechnung der vom strömenden Grundwasser im Untergrund der Stauwerke geweckten Erddruckkräfte lieferte die Grundlage für den Entwurf konstruktiver Maßnahmen zur Verhütung des Grundbruches.

Den Übergang vom Studium des Sandes zu jenem des Tones bildeten Untersuchungen über die Ursache der Tatsache, daß das Wasser im Sand unter normalen Verhältnissen als Antischmiermittel, im Ton hingegen stets als Schmiermittel wirkt. Diese Untersuchungen führten zum Begriff der Null- oder Anfangsreibung, welche für jedes Paar von Berührungsflächen innerhalb eines unter Wasser befindlichen Sedimentes einen bestimmten Wert besitzt. In grobkörnigen Sedimenten (Sand) ist sie infolge der geringen Zahl der Berührungspunkte pro Raumeinheit verschwindend klein. Im Mo und Silt führt sie beim Sedimentierungsvorgang zu einem unstabilen Lagerungszustand, der Wabenstruktur, und bildet dadurch eine der Ursachen der Schwimmsanderscheinung. Im Lehm und Ton erzeugt sie echte Kohäsion. Diese echte Kohäsion erwies sich jedoch als unbedeutend im Vergleich zu der Kohäsion der in der Natur vorkommenden plastischen oder steifen Massen. Es frug sich nun, welchen Kräften diese Massen ihre Kohäsion verdanken. Die Rechnung ließ vermuten, daß diese scheinbare Kohäsion durch die Wirkung der Kapillarkräfte erklärt werden könne, und der Versuch bestätigte die Richtigkeit der Vermutung. Nun waren die Kräfte, welche die Teilchen einer Tonmasse zusammenhalten, ihrer Natur und Größe nach bekannt und es konnte an das Studium der Beziehungen zwischen Wassergehalt, Spannung und Dehnung geschritten werden. Die Untersuchungen zeigten, daß die Festigkeitseigenschaften der Böden (Sande, Lehme und Tone) mit jenen der festen, körnigen, dem Hookeschen Gesetz nicht gehorchenden Körper übereinstimmen. Die Verwandtschaft erstreckt sich sogar auf Hysteresis und elastische Nachwirkung. In den Ziffern, welche die Festigkeitseigenschaften des Tones kennzeichnen, wurde ein Mittel zur Beurteilung der Rutschgefährlichkeit des Materials erkannt.

Die Durchlässigkeit der Tone konnte durch direkte und indirekte Methoden bestimmt werden. Die Beziehungen welche zwischen der Durchlässigkeitsziffer und dem Wassergehalt der Tone bestehen, führten zu der Erkenntnis, daß die Viskosität des Wassers in sehr engen Kapillaren mit abnehmendem Durchmesser der Kapillaren sehr rasch zunehme. Aus dieser Tatsache ergab sich eine physikalische Begriffsbestimmung der Plastizitätsgrenze. Die Ergebnisse weiterer Beobachtungen ließen sich durch die Annahme erklären, daß die Zunahme der Viskosität des Wassers in sehr engen Kapillaren mit einer Zunahme der Oberflächenspannung und einer Abnahme der Verdunstungsgeschwindigkeit verbunden sei.

Die Verzögerungen, welche die im Ton durch Außenkräfte hervorgerufenen Spannungen durch die Widerstände gegen das Abströmen des ausgequetschten Porenwassers erfahren, wurden als hydrodynamische Spannungserscheinungen bezeichnet. Bei der mathematischen Formulierung der einschlägigen Aufgaben zeigte sich, daß der zeitliche Verlauf der hydrodynamischen Spannungserscheinungen durch die Grundgleichungen der Theorie der linearen, nichtstationären Wärmeströmungen beschrieben wird. Für die Lösung schwierigerer Aufgaben dieser Art wurden Näherungsverfahren ausgearbeitet.

e) Methoden der erdbaumechanischen Forschung. Durch die oben aufgezählten Untersuchungen des amerikanischen Fundierungsausschusses und jene des Verfassers wurden die physikalischen Grundlagen für eine den Zwecken der Praxis entsprechendere wissenschaftliche Behandlung erdbautechnischer Probleme geschaffen. Zehn Jahre sind in der Geschichte der Entwicklung eines neuen Wissenszweiges eine kurze Spanne Zeit und so manche der in vorliegendem Buch niedergelegten Ansichten wird sich mit fortschreitender Erkenntnis als berichtigungsbedürftig erweisen. Trotz-

dem läßt sich die künftige Entwicklung der Erdbaumechanik heute schon in großen Zügen vorhersagen.

Die mathematische Behandlung der meisten im Erdbau vorkommenden Probleme würde selbst in dem Fall, da das Erdreich dem Hookeschen Gesetze gehorchte, auf außerordentliche Schwierigkeiten stoßen. Nun weichen aber, wie in dieser Schrift gezeigt wird, die Festigkeitseigenschaften der Böden so sehr vom Hookeschen Gesetz ab, daß an eine strenge mathematische Behandlung der Probleme nicht gedacht werden kann und die Erdbaumechanik muß notgedrungen den Charakter einer beschreibenden Wissenschaft annehmen. Dies beeinträchtigt jedoch nicht ihren Wert. Die Kenntnis der physikalischen Eigenschaften des Bodens versetzt uns in die Lage, die physikalische Ursache und die erdbautechnische Wirkung (Rutschung, Setzung, Grundbruch usw.) auch dann in kausalen Zusammenhang zu bringen, wenn wir nicht imstande sind, diesen Zusammenhang restlos in mathematischer Form darzulegen. Ähnlich verfährt man in der Geologie, Physiologie und anderen nicht exakten Naturwissenschaften.

Die Verarbeitung des erdbautechnischen Erfahrungsmateriales hat demnach so zu erfolgen, daß man in jedem bemerkenswerten Einzelfall die maßgebenden physikalischen Eigenschaften der Bodenart ziffernmäßig festlegt und die beobachtete erdbautechnische Wirkung dieser Eigenschaften so eingehend als möglich beschreibt. Theorie und Modellversuch haben lediglich den Schlüssel zum Verständnis der kausalen Zusammenhänge zu liefern. Der Wissenszweig wird sich, im Zustand der Vollendung, aus einer systematisch angelegten Beschreibung von Einzelfällen zusammensetzen, die in ihrer Gesamtheit ein Bild der Zusammenhänge zwischen den physikalischen Eigenschaften der Bodensorten und deren erdbautechnischen Wirkungen liefert. Bei der Projektierung und Veranschlagung wichtiger erdbautechnischer Eingriffe hätte man zunächst im Laboratorium die physikalischen Eigenschaften der in Betracht kommenden Bodensorten festzustellen und dann aus den mit ähnlich beschaffenen Bodenarten gemachten, wissenschaftlich verarbeiteten Erfahrungen auf die voraussichtliche Wirkung der geplanten Eingriffe zu schließen.

Die erste Aufgabe der erdbaumechanischen Forschung besteht demnach darin, die Laboratoriumsmethoden für die Untersuchung von Bodenproben auszubauen und die rationellste Formel für die ziffernmäßige Beschreibung der physikalischen Eigenschaften zu finden. Die zweite Aufgabe umfaßt die planmäßige Verarbeitung der auf den Baustellen gemachten Erfahrungen durch Beobachtung im Feld und Bodenuntersuchung im Laboratorium.

Der Ausbau der Versuchsmethoden muß von den Laboratorien der Hochschulen und jenen der Staaten in Angriff genommen werden, wie dies in den Vereinigten Staaten bereits geschieht. (Bureau of Standards in Washington und Erdbaulaboratorien der größeren Hochschulen.) Die Verarbeitung der erdbautechnischen Erfahrungen erfordert das Zusammenwirken der bauleitenden Ingenieure mit ingenieurgeologischen Abteilungen der geologischen Landesanstalten.

Die Ansätze zur Schaffung ingenieurgeologischer Abteilungen sind bereits in den geologischen Instituten mehrerer Kulturstaaten vorhanden. Der „Service géologique Belgique“ hatte schon im Jahre 1896 der „Administration des mines“ eine Abteilung für Ingenieurgeologie angegliedert. Die Abteilung verfügte über ein eigenes Bohrinventar und beschäftigte sich mit den technisch-geologischen Vorarbeiten für wichtige staatliche und private Tiefbauten und Wasserversorgungsanlagen. Trotzdem das Institut von Seiten der privaten Tiefbohrindustrie als unerwünschte Konkurrentin heftig angegriffen wurde, leistete es ersprießliche Dienste. Italien besitzt im „Istituto sperimentale“ der italienischen Staatsbahnen ein ähnliches Institut. In den Vereinigten Staaten hatte man die Baudirektion der staatlichen Bewässerungswerke (U. S. Reclamation Service) der geologischen Bundesanstalt unterstellt. In Deutschland wurden vor 15 Jahren die Bauleitungen wichtiger Erd- und Wasserbauten durch Runderlaß aufgefordert, die geologischen Landesanstalten

fallweise von der Vornahme von wichtigeren Aufschluß- oder Aushubarbeiten zu verständigen. In Österreich wurden den Bauleitungen bedeutenderer Tunnelbauten Fachgeologen der k. k. Geologischen Reichsanstalt zugeteilt. Infolge der bereits besprochenen Abwesenheit eines Bindegliedes zwischen der technischen Geologie und der Erdbaumechanik lassen sich jedoch die Ergebnisse der meisten von den aufgezählten Instituten bisher angestellten technisch-geologischen Beobachtungen in das System der Erdbaumechanik nicht einreihen. Man kennt nicht die physikalischen Konstanten der Bodenarten, an denen die Beobachtungen angestellt wurden, und die ausständigen Daten können nur in wenigen Fällen nachträglich ermittelt werden. Vom Standpunkt des Erdbaustatikers betrachtet hat demnach das bisher vorliegende Material einen recht geringen Wert, trotz der Zeit und Mühe, welche auf seine Beschaffung verwendet wurde. Aus demselben Grunde ist es auch trotz vierzigjähriger Bemühungen noch nicht zu der Schaffung einer technischen Geologie gekommen, die den Anforderungen des Bauingenieurs auch nur halbwegs entspricht. Die Sachlage wird sich jedoch gründlich ändern, sobald die Laboratorien der öffentlichen Anstalten ihre Aufgabe gelöst haben. Die zu leistende Arbeit ist außerordentlich umfangreich. Sie muß jedoch bewältigt werden, denn die Hilfswissenschaften des Erdbaues sind um ein volles Jahrhundert hinter den übrigen technischen Wissenschaften zurückgeblieben und die hieraus erwachsende Verschwendung an Volksvermögen ist viel schwerwiegender, als die Belastung der Staatshaushalte durch die Kosten einer wissenschaftlichen Organisation mäßigen Umfanges.

f) Gliederung des Stoffes. Die vorliegende Schrift stellt den ersten bisher unternommenen Versuch dar, die Erdbaumechanik auf bodenphysikalischer Grundlage zu behandeln. Viele Fragen sind noch offen, andere sind erst versuchsweise beantwortet. Um so notwendiger erscheint es, durch übersichtliche Darstellung des Wissenszweiges dem denkenden Ingenieur zu zeigen, auf welchem Weg die Vertiefung unserer Einsicht in das Wesen der Erdbauprobleme angebahnt werden kann.

Das I. Hauptstück behandelt die technisch wichtigen Eigenschaften der Bodenarten, ohne auf die physikalischen Ursachen dieser Eigenschaften einzugehen.

Im II. Hauptstück werden die zwischen den Bodenkörnern wirksamen Reibungskräfte und der Einfluß erörtert, welchen das Wasser auf den Wert der Reibungsziffern ausübt.

Im III. Hauptstück werden Festigkeit und Elastizität der Böden nach den in der technischen Mechanik üblichen Gesichtspunkten durch Formeln beschrieben und auf ihre physikalischen Teilursachen zurückgeführt.

Das IV. Hauptstück beschäftigt sich mit den Verzögerungen, welche die Fortpflanzung von Kraftwirkungen in Lehmen und Tonen infolge des großen, in diesen Bodenarten vorhandenen Widerstandes gegen Strömung des Porenwassers erfährt und mit dem zeitlichen Verlauf der sie begleitenden Spannungsänderungen.

Im V. Hauptstück werden die wichtigsten Probleme der Erdbaumechanik auf Grund der physikalischen Eigenschaften der Böden behandelt.

Das VI. Hauptstück enthält eine gedrängte Darstellung der Beziehungen zwischen Erdbaumechanik und Erdbaupraxis, sowie die Aufzählung der physikalischen Eigenschaften, welche für die verschiedenen erdbautechnisch wichtigen Erscheinungen als maßgebend betrachtet werden müssen.

I. Hauptstück.

Die Beschaffenheit des Bodens.

1. Abschnitt.

Größe und Gestalt der Bodenkörner.

Die in Tabelle 1 mitgeteilte Bezeichnung der Bodenkörner nach der Korngröße liefert ein Beispiel für die in der Bodenkunde herrschenden Gepflogenheiten. Das Am. Found. Comm. schlägt die in Tabelle 2 wiedergegebene Bezeichnungsweise vor. Im Betonbau nennt man Kies ein Material mit Körnern von 7 bis 70 *mm* Korn-

Tabelle 1[2]).

Korngröße in *mm*	> 5	5–2	2–1	1–0·5	0·5–0·2	0·2–0·1	< 0·1
Bezeichnungsart	Steine (Grus, Kies)	Grand (Grus)	Sehr grober Sand	Grober Sand	Mittelkörniger Sand	Feiner Sand	Abschlämmbare Teile

größe und Sand ein Material, dessen Körner kleiner sind als 7 *mm*[3]). Bei der Vieldeutigkeit der üblichen Bezeichnungen schlägt der Verfasser vor, die Bezeichnungsweise zu benützen, welche der graphischen Darstellung der Bodenzusammensetzung

Tabelle 2[4]).

Bezeichnung		Weite der Sieböffnung in *mm*		Methode der mechanischen Analyse
		Passiert	Zurückgehalten	
Steine, Schotter (Pebble)	Grob	32·0	16·0	Sieb mit durchlöcherter Metallplatte
	Mittel	16·0	8·0	
	Fein	8·0	4·0	
Grus (Grit)	Grob	4·0	2·0	Drahtsieb
	Mittel	2·0	1·0	
	Fein	1·0	0·5	
Staub (Dust)	Grob	0·5	0·25	Drahtsieb
	Mittel	0·25	0·125	
	Fein	0·125	0·0625	
Mehl (Flour)	Grob	0·0625	0·03125	Schlämmanalyse
	Mittel	0·03125	0·015625	
	Fein	0·015625	0·0078125	

[2]) Nach Ramann, Bodenkunde, 3. Aufl., 1911, S. 291. Vorschrift des Verbandes landwirtschaftlicher Versuchsstationen in Deutschland.

[3]) Bestimmungen für die Ausführung von Bauwerken aus Beton. Aufgestellt vom Deutschen Ausschuß für Eisenbeton, Oktober 1915.

[4]) Papers a. Disc., Am. Soc., 21. Jänner 1920.

in Fig. 1 zugrunde gelegt wurde. Die Kornbezeichnung der abschlämmbaren Feinteile (Mo, Schluff und Schlamm) erfolgte nach Atterberg, Tabelle 14, und jene der gröberen Bestandteile in Anlehnung an Tabelle 1. Die größten Körner jeder Korngattung sind höchstens 3·33 mal größer als die kleinsten.

Für die graphische Darstellung der Ergebnisse der mechanischen Analyse (Sieb- und Schlämmanalyse) empfiehlt es sich, als Abszissen nicht die Korngrößen, sondern die Logarithmen derselben aufzutragen. Der Logarithmus von 1 ist Null und die Korngröße $d = 1$ entspricht daher einer Abszisse Null. Der Maßstab wird derart gewählt, daß zwischen den Abszissen x und den ihnen entsprechenden Korndurchmessern d die Beziehung

$$d = 2^{-x} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

besteht. Einer Abszisse $x + 1$ entspricht ein Korndurchmesser

$$d_1 = 2^{-(x+1)}$$

hieraus

$$d : d_1 = 2.$$

Das Diagramm hat demnach die Eigenschaft, daß die Verdopplung der Korngröße unabhängig von der Korngröße in einer Abszissendifferenz 1 zum Ausdruck kommt. Die Abszissen x berechnen sich aus der Beziehung (1) mit

$$x = -\frac{ln\, d}{ln\, 2} = -1{\cdot}441\, ln\, d \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Trägt man zu jeder Abszisse als Ordinate den Gehalt der Masse (in Prozenten des Gesamtgewichtes) an Körnern auf, deren Durchmesser kleiner ist als die der Abszisse

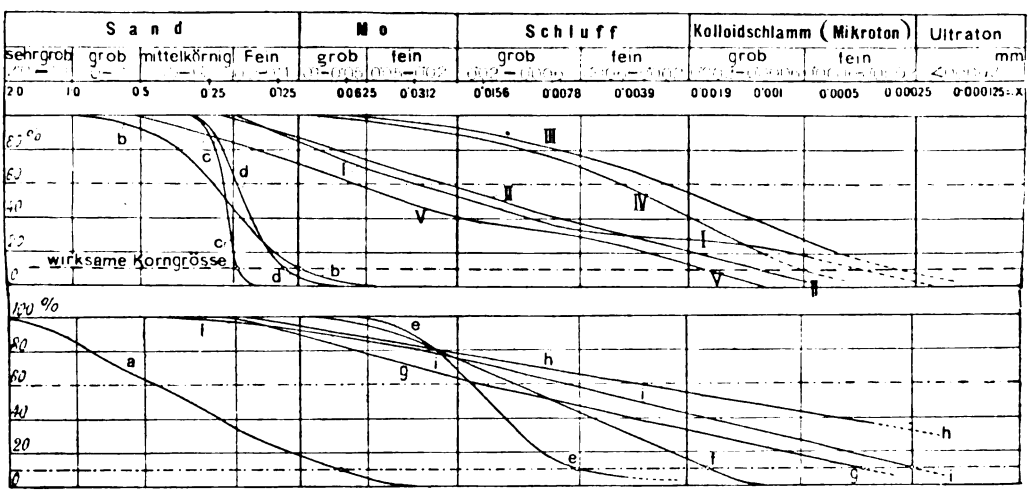


Fig. 1.

a) Pulverisierter Milchquarz.
b) Sand von einem Gletscherbach des Ankogelgebietes, Hohe Tauern.
c) Dünensand von Beklemé, Thrazien, Küste des Schwarzen Meeres.
d) Strandsand von Rumeli Kawak, Nordende des Bosporus.
e) Terassenlöß, Virginia City, Ill.
f) Fließlehm, Värmland (Schluffboden, siehe Tabelle 11).
g) Ugerup (Schwerer Mo-Lehm).
h) Saltkällan, Bohuslän, Erdrutsch (Schwerer Schlufflehm).
i) Kulltorp, Wassmolösa (Extraschwerer Ton).
I—V, Tone aus der Umgebung des Bosporus, Türkei (Tabelle 19).
f—*i* Analysen von Atterberg und Johansson. *a*—*d* und I—V Analysen des Verfassers.

entsprechende Korngröße, so erhält man die Verteilungskurve. Die Steilheit der Verteilungskurve ist ein Maß für den Gleichförmigkeitsgrad des Materials.

Die mechanische Zusammensetzung der Sande *a—d* (Fig. 1) wurde mit Hilfe eines Satzes amerikanischer Standardsiebe und jene der bindigen Böden I—V durch Schlämmanalyse nach Tabelle 14 ermittelt. Das gleichförmigste der vom Verfasser untersuchten Materialien (Sand *c*) entstammte einer an der Küste des Schwarzen Meeres gelegenen Dünenkette. Die Kurven I—V stellen die Zusammensetzung der bindigen Böden I—V, Tabelle 19, dar und die Kurven *f—i* geben zum Vergleich die Verteilungskurven für einige der von Atterberg untersuchten nordischen Böden wieder[5]). Die Verteilungskurve *a* für einen durch Zerstoßen von Quarz hergestellten Bruchsand ist nahezu eine gerade Linie. Auffallend ist die große Ungleichförmigkeit in der Zusammensetzung der bindigen Böden im Vergleiche zu jener der Sande. Die Staubböden äolischen Ursprungs (Löß, Kurve *e*) nehmen hinsichtlich der Ungleichförmigkeit eine Mittelstellung zwischen den Sanden und den bindigen Böden ein.

Die Körner der Sande sind gedrungen oder flach, haben scharfe oder abgerundete Kanten, glatte oder rauhe Seitenflächen und ihre mineralische Zusammensetzung kann in manchen Fällen nach dem bloßen Aussehen beurteilt werden. Die Gestalt der Körner des Schluffes läßt sich unter dem Mikroskop noch sehr gut wahrnehmen. Die Schluffkörner scheinen beim Transport durch fließendes Wasser keine Abnützung, sondern höchstens eine Zerteilung zu erfahren und ihre Gestalt hängt in höherem Maß von der mineralischen Zusammensetzung ab als jene der Sandkörner. Im Schluff der bindigen Böden unterscheidet man derbe Körner und dünne, durchsichtige Kristallschuppen mit unregelmäßig geformten Rändern. Die Gestalt der Teilchen des Kolloidschlammes läßt sich nur indirekt ermitteln und scheint bei den Kolloidschlammen der Tone schuppenförmig zu sein. Fig. 2 *a—d* zeigt die charakteristischen Kornformen von einigen der in Fig. 1 durch Verteilungskurven dargestellten Materialien. Die Oberflächen von manchen Quarzkörnern des Gletschersandes *b* (zu Fig. 1, *b*) sind aufgerauht. Die Oberflächen der Dünensandkörner *c* (zu Fig. 1, *c*) sind durchwegs glatt. Die aus weicheren Mineralien (Kalk) bestehenden Körner dieses Sandes sind vollkommen abgerundet; die Quarzkörner lassen noch die ursprüngliche Form erkennen. Nur die Kanten sind abgescheuert. Beim Material *d* (Grobschluff des Tones III, Fig. 1) ist der Unterschied zwischen den derben und den schuppenförmigen Bestandteilen sinnfällig.

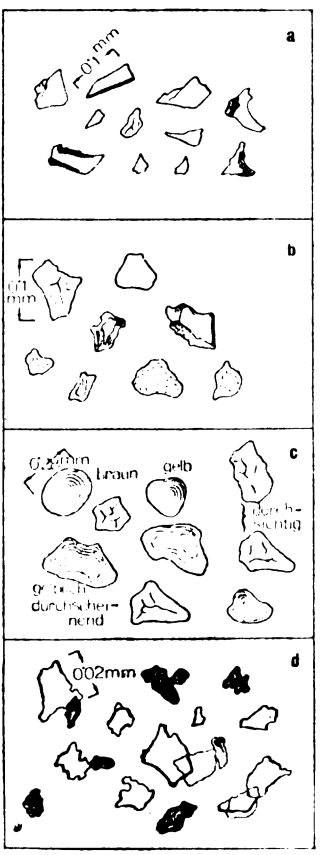


Fig. 2.

a) Pulverisierter Quarz. Verteilungskurve Fig. 1, *a*.
b) Gletschersand Fig. 1, *b*. Körner mit glatten Oberflächen vollkommen durchsichtig, jene mit aufgerauhten Oberflächen durchscheinend. Die Zahl der letzteren überwog.
c) Dünensand Fig. 1, *c*. Die durchsichtigen Körner haben mehrere Facetten u. abgerundete Kanten.
d) Grobschluff des Tones Fig. 1, III.

[5]) Aus V. Pollack, Über Rutschungen im Glazialen und die Notwendigkeit einer Klassifikation loser Massen. Jahrb. d. k. k. geologischen Reichsanstalt, 1917, Bd. 67, S. 456.

2. Abschnitt.

Struktur und Porenvolumen der Böden.

a) Strukturarten. Das Urbild für die Struktur eines „gewachsenen Bodens" ist in einer aus gleichgroßen Kugeln bestehenden Kugelschüttung mit gesetzmäßiger Anordnung der Kugeln gegeben. Das Porenvolumen einer solchen Schüttung liegt je nach der Anordnung der Kugeln zwischen den Grenzen von 25·8 und 47·6%. Die nach dem Typus der Kugelschüttung gelagerten Böden besitzen Einzelkornstruktur. Neben dieser Strukturart gibt es noch die Wabenstruktur locker gelagerter Schluffe und Schlamme, die Flockenstruktur koagulierter Sedimente und die Krümelstruktur der oberen Schichten bindiger Böden. Sedimente mit Wabenstruktur enthalten Hohlräume, welche größer sind als die größten Körner. Bei der Flocken- und Krümelstruktur sind die Körner zu porösen Klumpen vereinigt, welche

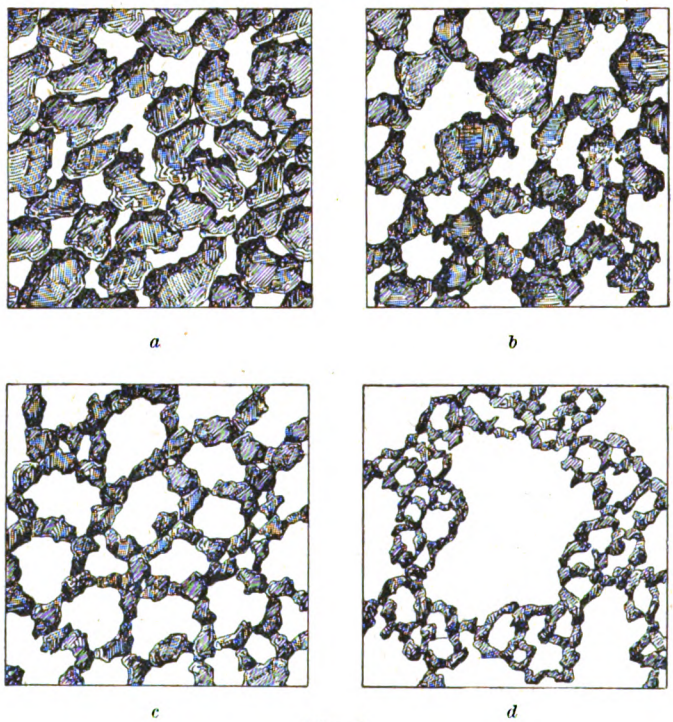


Fig. 3.

gewissermaßen Körner zweiter Ordnung darstellen. Die Struktur der aus den Körnern zweiter Ordnung zusammengesetzten Masse ist entweder eine Einzelkorn- oder eine Wabenstruktur zweiter Ordnung. Die Flocken bilden sich sofort nach erfolgter Koagulation der Suspension durch einen Elektrolyten und das Sediment hat demnach bereits bei seiner Bildung eine Struktur zweiter Ordnung. Die Krümel bilden sich hingegen in vielen Fällen erst nachträglich aus einem Boden mit Einzelkornstruktur unter dem Einfluß des Frostes, der Tier- und Pflanzenwelt, der im Sickerwasser gelösten Bodensalze und ähnlicher Faktoren.

Fig. 3 *a*—*d* zeigt die Haupttypen der Struktur des Bodens u. zw. *a* die dichte, *b* die lockere Einzelkornstruktur, *c* die Waben- und *d* die Flockenstruktur. Die Kornanordnung bei Einzelkornstruktur wurde im Versuchsweg studiert. Eine große Anzahl von Aluminiumscheibchen, deren Umrisse die Umrisse vergrößerter Sandkornquerschnitte darstellten, wurden zwischen zwei parallelen, in einem quadratischen

Rahmen gefaßten Glasplatten eingeschlossen. Der Abstand zwischen den Glasplatten war etwas größer als die Dicke der Aluminiumscheibchen. Durch angemessenes Manipulieren des Rahmens konnten die Scheiben in eine ähnliche Bewegung versetzt werden wie jene der Sandkörner bei rascher oder langsamer Sedimentation. Die rasch erfolgte Übereinanderhäufung der Scheibchen lieferte das Bild Fig. 3 *b*, welches durch Rütteln und Hämmern des Rahmens in das Bild Fig. 3 *a* überging. Die Strukturformen Fig. 3 *c* und *d* können nur dann zustandekommen, falls die Körner nach erfolgter Berührung aneinander haften. (Siehe 10. Abschnitt.)

Die Struktur von Sanden läßt sich nicht ohneweiteres mit jener der bindigen Böden vergleichen, denn die ersteren bestehen aus derben, unnachgiebigen Körnern, letztere vorwiegend aus biegsamen Mineralschuppen.

b) Das Porenvolumen der Sande. Tabelle 3 enthält die Ergebnisse einiger im Laboratorium vorgenommener Bestimmungen der Porenvoluminae von Sanden und gibt eine Vorstellung von den Grenzen, innerhalb derer die Porenvoluminae je nach der Art der Einbringung des Sandes schwanken können. Das Porenvolumen der in der Natur vorkommenden Sandmassen hängt demnach nicht bloß von der Kornzusammensetzung, sondern auch von der Entstehungsgeschichte des Sandlagers

Tabelle 3.

Material	Porenvolumen in %			Verdichtungsfähigkeit F
	Lose	Eingerüttelt	Naß eingestampft	
Quarzsand, durch Zerstoßen von Quarz hergestellt, Korngröße 0·7 bis 0·25 *mm*	50·1	44·0	40·0	0·502
Feiner Strandsand (Fig. 1 *d*)	49·6	41·9	38·8	0·550
Dünensand (Fig. 1 *c* u. Fig. 2 *c*)	45·8	33·9	33·9	0·660
Gemischtkörniger, etwas lehmiger Flußsand, 2·7 bis 0·1 *mm*	41·6	33·9	29·3	0·710
Flintstaub (Straßenstaub, aus Flint bestehend)[6]	47·3	41·5	—	—

ab. Das Porenvolumen von Sanden, die beim plötzlichen Abflauen eines Hochwassers abgesetzt werden, dürfte wohl nahe an 50% betragen. Daubrée erwähnt sperrig gelagerte Schotter aus dem Rheintal, deren Porenvolumen durch Einrütteln um einige Prozente verringert werden konnte. Andererseits scheinen die in stehenden oder langsam fließenden Gewässern allmählig zum Absatz kommenden Sande eine sehr dichte Lagerung aufzuweisen. Ramann[7]) bestimmte das Porenvolumen eines unter einer Moorschicht lagernden Sandes mit 30·3%. Veitmayer[8]) fand am Müggelsee einen Sand mit 26·6%. Das Porenvolumen einer aus fein- und mittelkörnigem Diluvialsand bestehenden Düne bei Eberswalde betrug nach Ramann[9]) unterhalb einer Tiefe von 90 *cm* 41·4 bis 37·3% (an der Oberfläche 57·8 bis 50·6%).

Die Anordnung, in der sich die Körner eines Sandes gleich nach erfolgter Sedimentierung befinden, ändert sich der Hauptsache nach auch unter dem Einfluß eines Druckes bei verhinderter Seitenausdehnung (Belastung eines Sandlagers durch Überschüttung) nicht mehr. Das Porenvolumen des Quarzsandes in Tabelle 3 ging unter dem Einfluß einer vorübergehenden, jedoch mehrere Stunden lang wirkenden Belastung von 50 *kg* pro cm^2 von 50·1% auf 43·7% herunter; der Staubgehalt des Sandes

[6]) Nach G. H. Darwin, On the horizontal thrust of a mass of sand. Exc. Minutes of Proc. of the Inst. of Civil Engineers. Vol. LXXI, Session 1882–1883.

[7]) Ramann, Bodenkunde, 3. Aufl. 1911, S. 309.

[8]) Veitmayer, Vorarbeiten zur Wasserversorgung der Stadt Berlin, 1871 und Forts.

[9]) Ramann, Bodenkunde, S. 308.

nahm hiebei von 0% auf 4·6% zu, ein Beweis, daß die Verdichtung der Struktur vom Absprengen der Ecken und Kanten der Körner begleitet war. Nach Tabelle 3 konnte das Porenvolumen desselben Sandes durch Einrütteln auf 44% und durch nasses Einstampfen auf 40·0% reduziert werden. In der Praxis läßt sich die Verdichtung eines locker abgelagerten Sandes bloß durch das Rammen von Verdichtungspfählen, d. h. durch Anwendung eines Rüttelverfahrens verläßlich erzielen. Bei der Gründung des linken Endpfeilers der Brücke von Köpenick[10]) verdrängte man eine 8 *m* tiefe Schlammschicht durch eine Sandschüttung. „Die zuerst eingerammten Rostpfähle zogen in dem angeschütteten, ganz reinen und gleichmäßigen Sandboden beängstigend leicht. Sehr bald verdichtete sich aber die Schüttung." Die letzten Pfähle konnten nur mit einem 1600 *kg*-Bären bei 4·5 *m* Hubhöhe bis zu der vorgeschriebenen Tiefe gerammt werden. Auch die Spundpfähle zogen in der verdichteten Masse schwer, jedoch gleichmäßig und die Spundwand war, wie man sich bei der Trockenlegung der Baugrube überzeugen konnte, dicht. Auch Sprengmittel sollen sich zur Verdichtung lockerer Sandmassen verwenden lassen, doch gestatten die spärlichen in der Literatur enthaltenen Angaben noch kein abschließendes Urteil über den praktischen Wert dieser Verdichtungsmethode[11]).

Infolge des Einflusses der Entstehungsgeschichte eines Sandbettes auf die Dichte der Lagerung ist die Kenntnis des Porenvolumens zur erdbautechnischen Beurteilung der Sandschichte unerläßlich. Nun kann aber die Struktur zweier Sande je nach der Kornbeschaffenheit bei gleichem Porenvolumen sehr verschieden stabil sein, d. h. durch Einrütteln und sonstige Manipulationen in sehr verschiedener Weise beeinflußt werden. Um den Grad der Stabilität der Sandstruktur festzulegen, führt der Verfasser die Begriffe der Verdichtungsfähigkeit und der relativen Dichte ein. Es bezeichnen:

n_0 das Porenvolumen des Sandes bei lockerster Lagerung,
n das Porenvolumen des Sandes auf natürlicher Lagerstätte, und
n_{min} das Porenvolumen des Sandes in naß eingestampftem Zustand.

Mit Hilfe dieser Werte seien zunächst die Porenziffern ε_0, ε und ε_{min} der Sande berechnet, d. h. die Quotienten aus dem Rauminhalt der Hohlräume und demjenigen der Körner. Die Notwendigkeit der Einführung der Porenziffer an Stelle des Porenvolumens wird im 11. Abschnitt *f* erörtert. Zwischen dem Porenvolumen n und der Porenziffer ε besteht die Beziehung

$$\varepsilon = \frac{n}{1-n} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Es seien der Quotient $F = \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_{min}}{\varepsilon_{min}} = \frac{n_0 - n_{min}}{n_{min}(1-n_0)}$ $\ldots\ldots\ldots\ldots$ (4)

die Verdichtungsfähigkeit und der Quotient $D = \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon}{\varepsilon_0 - \varepsilon_{min}} = \frac{(n_0-n)(1-n_{min})}{(1-n)(n_0-n_{min})}$. (5)

die relative Dichte des Sandes genannt. Es gilt für

locker gelagerten Sand	$0 < D < \frac{1}{3}$
mittelmäßig dicht gelagerten Sand	$\frac{1}{3} < D < \frac{2}{3}$
dichtgelagerten Sand	$\frac{2}{3} < D < 1$

[10]) Z. f. Bauw., 1892, S. 355.
[11]) Siehe z. B.: Über den Einfluß des Grundwasserstandes auf die Tragfähigkeit von Sandbettungen. Z. d. Öst. I.- u. A.-V., 1903, S. 445. Aus de Ingenieur, 1903, Nr. 12.

Einige Werte von F wurden in der letzten Kolonne der Tabelle 3 mitgeteilt. Erst auf Grund der Werte von F und D läßt sich beurteilen, ob der Sand auf natürlicher Lagerstätte dicht oder locker gelagert ist. Nachdem bisher stets nur die Werte von n erhoben wurden, haben die in der Literatur enthaltenen Angaben über die Lagerung der Sande in statischer Hinsicht einen geringen Wert. Um dichte Lagerung künstlich aufgebrachter Sandmassen zu bewirken, muß der Sand beim lagenweisen Rammen eingewässert werden, wobei für Wasserabzug in der Richtung nach unten zu sorgen ist.

c) Das Porenvolumen bindiger Böden. Auch das Porenvolumen der Oberschichten tonhaltiger Sedimente scheint bis zu einem gewissen Grad von den Umständen abzuhängen, unter denen die Sedimentierung erfolgt. Dies geht aus der Verschiedenheit der Tragfähigkeit schlammigen Untergrundes hervor. Beim Bau des Fangdammes für ein Trockendock bei Keyham[12]) trieb man die 1·5 m voneinander entfernten Spundwände 12 m tief in den Schlammgrund. Die 9 m hohe Tonfüllung des Kastens sank in den Schlammgrund ein und preßte die Pfahlreihen auseinander. — Beim Bau eines Fangdammes von 6 m Höhe auf dem Schlammgrund des Bosporus (mechanische Zusammensetzung des Schlammes 44·0% Sand und Mo, 18·0% Grobschluff, 17·0% Feinschluff, 21·0% Kolloidschlamm) genügte es, die Spundpfähle 2·0 m tief in den Schlamm zu treiben, um die Gefahr des Einpressens der Kastenfüllung in den Schlamm mit Sicherheit zu vermeiden. — Die 14 m mächtige, zähe, graue Schlammschicht, welche bei einer Wassertiefe von 20 m den Untergrund des Hafens von Fiume[13]) bildet, scheint wesentlich dichter gelagert zu sein als die Schlamm-Massen im Hafen von Triest[14]). Es bleibt künftigen Untersuchungen vorbehalten zu entscheiden, inwieweit diese Unterschiede auf die Verschiedenheiten in den Sedimentierungsbedingungen und inwieweit auf die Verschiedenheit in der physikalischen Beschaffenheit der Sedimente zurückzuführen sind.

Das Porenvolumen der tiefer gelegenen Schichten von tonreichen, unter Wasser befindlichen Schlamm-Massen oder von kontinentalen Lehm- und Tonlagern wird infolge der Biegsamkeit der schuppenförmigen Bestandteile der Tonkomponente zum Unterschied vom Porenvolumen des Sandes von der Art der Bildung des Sedimentes nur wenig beeinflußt. Es wird vornehmlich durch die Festigkeitseigenschaften des Materials (12. Abschnitt) und den Druck (Belastung oder Kapillardruck) bedingt, unter dem das Material steht oder gestanden ist. Unterhalb der gekrümelten, von lufterfüllten Hohlräumen durchsetzten Oberschicht sind auch die Poren der kontinentalen Tonmassen in den meisten Fällen ganz mit Wasser ausgefüllt. Die von einer Abnahme des Porenvolumens begleiteten Zustandsänderungen verursachen demnach eine Strömung des Porenwassers, welche sich infolge der geringen Durchlässigkeit des Tones sehr langsam vollzieht. Je nach der Geschwindigkeit, mit der die Verdichtung von Lehmen und Tonen durch Austrocknung oder Belastung vor sich geht, sind die tiefer gelegenen Schichten dieser Massen entweder steif oder heute noch in plastischem oder gar in zähflüssigem Zustand (IV. Hauptstück, Die hydrodynamischen Spannungserscheinungen).

---

[12]) Main Cofferdam Keyham, England, Dockyard. Eng. Rec. 1909, I, S. 358. Nach Proc. of Inst. of Civil Engineers.

[13]) Nádory Nádor. Die Häfen von Triest und Fiume im Jahre 1895. Z. d. Öst. I.- u. A.-V., 1896. S. 65 und 243. In dem Artikel J. Wilfan, Der Hafenbau von Fiume, Z. d. öst. I.- u. A.-V., 1874, S. 257, wird von der Schlammschicht noch nichts erwähnt und es wird behauptet, nur die obere, 2 m starke Schicht bestünde aus Schlamm; darunter, bis 8 m mächtig, auf Felsgrund gelagert, befinde sich grobkörniger, nur wenig mit Ton vermischter Sand.

[14]) F. Böhmkes, Der Bau des neuen Hafens von Triest. Z. d. öst. I.- u. A.-V., 1879, S. 99. Die Bohrungen zeigten bis zu einer Tiefe von 20 m unter dem Meeresboden die Gegenwart von Schlamm („aufgelöste Erde und Tonmergel") an, der in den oberen Lagen schwärzlich und flüssig, in größerer Tiefe mit bläulichem Ton gemischt und etwas konsistenter ist und endlich in einen dichten, mit wenig Sand gemischten Ton übergeht.

In der Literatur[15]) findet man Angaben über die Wassergehalte, welche verschiedene Tonsorten auf natürlicher Lagerstätte aufweisen. Die Struktur des Tones ist durch das Porenvolumen bestimmt und um das Porenvolumen aus dem Wassergehalt zu berechnen, muß das mittlere spezifische Gewicht der Trockensubstanz bekannt sein, welches jedoch in den meisten Fällen nicht mitgeteilt wird. Aber auch das Porenvolumen liefert noch keinen Anhaltspunkt für die Beurteilung der relativen Dichte des Materiales.

Die relative Dichte eines bindigen Bodens läßt sich nicht im Sinne der relativen Dichte eines Sandes (Formel 5) definieren, weil sich das Porenvolumen eines bindigen Bodens zum Unterschied von jenem des Sandes bereits durch mäßigen Druck bedeutend verkleinern läßt (siehe Fig. 14), während das Einrütteln nur eine geringfügige Verdichtung bewirkt und das nasse Einstampfen von Bodenstücken nicht zu der Einzelkornstruktur der auf natürlicher Lagerstätte befindlichen, nicht gekrümelten Lehme und Tone, sondern zu einer Wabenstruktur zweiter Ordnung führt. Um die relative Dichte eines Lehmes oder Tones zu beurteilen, muß man die Konsistenzgrenzen des Materiales (5. Abschnitt) und die Beziehungen zwischen dem Druck und der Porenziffer (Fig. 14) kennen. Dieser wichtige Umstand wurde bisher nicht berücksichtigt.

Die Bestimmung des Wassergehaltes eines auf natürlicher Lagerstätte befindlichen Tones oder Lehmes muß sofort an Ort und Stelle vorgenommen werden, falls man es nicht vorzieht, die Bodenprobe durch Eintauchen in flüssiges Paraffin (11. Abschnitt) mit einer die Verdunstung verhindernden Paraffinhaut zu umkleiden. Nebst dem Wassergehalt muß das mittlere spezifische Gewicht der Trockensubstanz und, zwecks Feststellung des Rauminhaltes der wasserfreien Hohlräume, auch das spezifische Gewicht der ganzen Masse erhoben werden.

3. Abschnitt.

Chemische Zusammensetzung, Wasserführung und spezifisches Gewicht der Böden.

Die Kenntnis der chemischen Zusammensetzung der Böden ist für den Erdbauingenieur nicht so wichtig wie für den Agronomen. Die Schotter sind nach den Gesteinssorten, welche unter den Geröllen vertreten sind, und nach dem Grad der Gesteinsverwitterung zu beschreiben. Bei Sanden genügt es im allgemeinen zu wissen, in welchem Verhältnis Quarz, Kalk und Feldspat an ihrer Zusammensetzung beteiligt sind. Bei Schlamm, Lehm und Ton ist der Gehalt an Humus, Kalk und Bodensalzen von Bedeutung, nachdem diese Stoffe die physikalischen Eigenschaften dieser Erdarten beeinflussen. Das Ergebnis einer quantitativen Bauschanalyse der abschlämmbaren Feinteile kann lediglich ein theoretisches Interesse beanspruchen.

Tabelle 4[16]).

Wassergehalt in Gewichts-%	Bezeichnung
0–5	feucht (humid)
5–10	sehr feucht (damp)
10–15	naß (moist)
15–25	sehr naß (wet)
>25	gesättigt naß (saturated)

[15]) Siehe z. B. Wintgen. Beiträge zur Geologie Nordhollands, 1911.
[16]) Nach Pap. a. Disc., Am. Soc., January 19th 1916, Tabelle 2, S. 351.

Der Feuchtigkeitsgrad der Sande wäre nach dem Vorschlag des Am. Found. Comm.[17]) je nach dem Wassergehalt durch die in Tabelle 4 mitgeteilten Bezeichnungen auszudrücken. Bei einem mittleren spezifischen Gewicht der Sandkörner von 2·64 beträgt der Wassergehalt eines Sandes, dessen Poren vollständig mit Wasser ausgefüllt sind, 15%, 25% oder 37·7%, je nachdem sich das Porenvolumen dieses Sandes auf 28·3%, 39·8% oder 50% beläuft. Ein Sand mit einem Porenvolumen von 28·3%, dessen Poren mit Wasser ausgefüllt sind, wäre nach Tabelle 4 bloß als naß zu bezeichnen, während ein Sand mit einem Porenvolumen von 50% und einem Wassergehalt von 30%, dessen Poren nebst Wasser auch noch Luft enthalten, nach Tabelle 4 übersättigt naß genannt werden müßte. Die Bezeichnungsweise nach Tabelle 4 gibt demnach keinen richtigen Begriff von der relativen Bedeutung des Feuchtigkeitsgehaltes und der Verfasser schlägt vor, den Feuchtigkeitsgrad G durch den Quotienten aus dem vom Wasser ausgefüllten Teil der Hohlräume und dem Gesamtinhalt der Hohlräume auszudrücken. Bezeichnen

w den Wassergehalt in Gewichtsprozenten,
γ das spezifische Gewicht der Sandkörner und
n das Porenvolumen,

so berechnet sich der Feuchtigkeitsgrad zu

$$G = \frac{w\gamma(1-n)}{n} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (6)$$

Falls die Poren gänzlich mit Wasser ausgefüllt sind, wird $G = 1$. Es gelte für

feuchten Sand	$G = 0$ bis 0·25
sehr feuchten Sand	$G = 0{\cdot}25$ bis 0·50
nassen Sand	$G = 0{\cdot}50$ bis 0·75
sehr nassen Sand	$G = 0{\cdot}75$ bis 1·00
gesättigten Sand	$G = 1{\cdot}00$.

Feuchte und nasse Sande besitzen infolge der Oberflächenspannung des Kapillarwassers eine gewisse Kohäsion[18]), welche in sehr feuchten Sanden ein Maximum ist und sowohl für $G = 0$ als auch für $G = 1$ zu Null wird.

Der Feuchtigkeitsgrad gekrümelter, bindiger Böden kann ebenfalls durch Formel (6) ausgedrückt werden. Für die tiefergelegenen Schichten der Lehm- und Tonlager ist G in den meisten Fällen gleich 1.

Tabelle 5[19]).

Material	Spez. Gewicht	Material	Spez. Gewicht	Material	Spez. Gewicht
Feldspate	2·5 – 2·8	Kaliglimmer	2·8 – 3·0	Talk	2·6 – 2·7
Orthoklas	2·5 – 2·6	Magnesiaglimmer	2·8 – 3·2	Gips	2·2 – 2·4
Oligoklas	2·63 – 2·69	Quarz	2·5 – 2·8	Magneteisen	4·9 – 5·2
Labrador	2·64 – 2·8	Kalkspat	2·6 – 2·8	Brauneisen	3·4 – 4·0
Augit	3·2 – 3·5	Dolomit	2·8 – 3·0	Roheisen	5·1 – 5·2
Hornblende	2·9 – 3·4	Chlorit	2·7 – 3·0	Quarzsand	2·653, 2·639

Das spezifische Gewicht der Böden läßt sich aus dem spezifischen Gewicht des Kornmateriales, dem Porenvolumen und dem Feuchtigkeitsgrad berechnen und sollte stets unter Nennung dieser drei maßgebenden Faktoren angeführt werden. Das spezifische Gewicht der Körner der meisten Sande liegt zwischen den engen

[17]) Siehe Note 16.
[18]) Terzaghi, Erwiderung auf die Abhandlung Jacob Feld, Lateral Earth pressure. Proc. Am. Soc., Nov. 1923.
[19]) Nach Ramann, Bodenkunde, 3. Aufl., 1911, S. 316.

Grenzen 2·62 und 2·65. Für das mittlere spezifische Gewicht der Körner der Lehme und Tone des Bosporusgebietes fand der Verfasser Werte von 2·76 bis 2·93, im Mittel etwa 2·85 (Teile $< 0{\cdot}6\ mm$). Tabelle 5 enthält die spezifischen Gewichte von einigen Mineralen, welche häufig im Boden vorkommen.

4. Abschnitt.

Thermische Eigenschaften der Böden.

Die thermischen Konstanten des Bodens bestimmen die frostfreie Tiefe. Mit ihrer Hilfe lassen sich auch andere, erdbautechnisch wichtige Probleme mathematisch behandeln, wie z. B. die Theorie des Gefrierverfahrens, oder die Feststellung des Einflusses niedriger, an der Oberfläche des Bodens herrschender Temperaturen auf das Abbinden des in die Fundamentgrube eingebrachten Betons[20]). Auch der Erddruck gegen Stützmauern wird durch die Temperatur beeinflußt[21]).

Der Boden besteht aus einem Gemenge von Mineralkörnern, dessen Hohlräume mit Luft, Wasser oder mit beiden ausgefüllt sind. Nachdem die thermischen Konstanten der drei Bodenkomponenten sehr verschieden sind, hängen die Konstanten des Bodens in hohem Maße vom Porenvolumen und vom Feuchtigkeitsgrad ab.

a) Spezifische Wärme. Die Wärmemenge, welche erforderlich ist, um die Temperatur der Raumeinheit der Bodenmineralien um 1° C zu erhöhen, beläuft sich nach Lang[22]) auf das 0·517 bis 0·601fache der zur Erhöhung der Temperatur der Raumeinheit Wasser um 1° C nötigen Wärmemenge. Je größer der Wassergehalt des Bodens, desto größer ist demnach seine spezifische Wärme.

b) Temperaturausdehnungszahl. Über den Wert dieser Zahl liegen noch keine verläßlichen Angaben vor. Die Längenausdehnungszahl für 1° C beträgt für

Granit	0·000 008
Kalkstein	0·000 008
Marmor	0·000 0034[23]).

c) Wärmeleitungsvermögen. Das Wärmeleitungsvermögen der Bodenmineralien ist größer als jenes des Wassers und außerordentlich groß im Vergleich zu jenem der Luft. Die Anfeuchtung erhöht demnach das Wärmeleitungsvermögen des Bodens, weil die Wasserhaut eine gut leitende Verbindung zwischen den im trockenen Zustand nur nach Punkten einander berührenden Körnern herstellt. Für wasserfreie Sande mit gegebener Kornzusammensetzung wächst das Wärmeleitungsvermögen mit abnehmendem Porenvolumen. Für den Ton liegen vorläufig noch keine Beobachtungsergebnisse vor. Jedenfalls ist das Wärmeleitungsvermögen in Tonlagern unterhalb der Grenze des zusammenhängenden Porenwassers (der Verdunstungsoberfläche, 19. Abschnitt, *v*) wesentlich höher als innerhalb der von Luft durchsetzten, in den meisten Fällen gekrümelten Oberschicht.

d) Lage der Frostgrenze. Die Lage der Frostgrenze läßt sich theoretisch aus den thermischen Konstanten des Bodens und aus den durch Beobachtung für die kalte Jahreszeit festzustellenden täglichen Temperaturschwankungen angenähert berechnen. Sie hängt jedoch nicht bloß von der geographischen Lage des Punktes, sondern auch von der Art der Bodenbedeckung ab. So liegt sie in Rußland[24]) in der waldlosen Steppe zwischen Tscheljabinsk und Omsk in einer Tiefe von $2{\cdot}4\ m$, in der Barabinskischen Niederung zwischen Omsk und Tatarskaja, dort wo

[20]) Ingersoll-Zobel, Mathematical Theory of Heatconduction. Ginn and Co., Boston, New-York 1913.
[21]) Jacob Feld, Lateral Earthpressure. Pap. a. Disc. Am. Soc., March 7, 1923.
[22]) Lang, Forschungen d. Agrikultur-Phys., 1, S. 109.
[23]) M. Förster, Taschenbuch für Bauingenieure, 3. Aufl., 1920, S. 359.
[24]) Gründungsarbeiten in Sibirien. Z. d. Öst. I.- u. A.-V., 1905, I, S. 535.

der Baumwuchs beginnt, in 1·6 bis 1·8 *m* und in den Wäldern zwischen Tatarskaja und Obfluß in 0·85 bis 1·12 *m* Tiefe. In Mitteleuropa dringt der Frost in der Ebene und im Hügelland höchstens bis zu Tiefen von 1·0 bis 1·5 *m* vor. In den nördlichsten Teilen der Kontinente, wo die mittlere Jahrestemperatur unterhalb des Gefrierpunktes liegt, tritt an die Stelle der Frostgrenze die Taugrenze, d. h. die Tiefe, bis zu welcher der Boden auftaut. Im Zuge der sibirischen Eisenbahn wurden mehrere Brückenpfeiler im Winter ohne Wasserhaltung fundiert, indem man mit Hilfe von Gebläsen Luft in die Baugrube preßte und auf diese Weise den Boden zum Frieren brachte (Brücke über die Tschita, Zwischenpfeiler im Fluß, bei -25^0 C fundiert).

Angaben über die Lage der Frostgrenze haben nur dann einen technisch-wissenschaftlichen Wert, wenn sie von Mitteilungen über die Bodenbeschaffenheit, die Bodenbedeckung und über die Temperaturschwankungen im Bereich des Beobachtungsortes begleitet sind[25]).

Tabelle 6[26]).

Zustand	Material	
	Die Tone.	Die Lehme.
	Harte, feste Bodenarten. Beim Reiben werden keine Sandkörner gefühlt. Haften begehrlich an den feuchten Lippen. Lassen beim Anhauchen oft den eigentümlichen Tongeruch wahrnehmen.	Weniger fest. Sandgehalt wird gefühlt. Weniger haftend. Kein Tongeruch.
Wo die Böden feucht sind.	Mit dem Fingernagel geritzt zeigen sie einen glänzenden Strich. Lassen sich mit dem Fingernagel glätten. Fühlen sich fettig an.	Geben keinen glänzenden Strich. Fühlen sich mager an.
Das Verhalten zum Wasser.	Lassen das Wasser schwer eindringen. Nehmen allmählig viel Wasser auf.	Werden schnell durchfeuchtet und nehmen nicht so viel Wasser auf.
Bei genügender Wassermenge.	Werden plastisch, d. h. bilden einen knet- und formbaren Teig, lassen sich zu Drähten ausrollen.	Zerreißen beim Auswalzen.
Bei noch mehr Wasser.	Bei einem gewissen Wassergehalt wird nur schwierig mehr Wasser aufgenommen, die Tone werden wasserhart. Werden schmierig, kleben stark an den Fingern, bilden schließlich einen Tonbrei.	Lassen das Wasser langsam passieren. Werden weniger schmierig. Der Brei setzt Sand ab.
Beim Austrocknen.	Bleiben lange Zeit feucht und naß. Schwinden stark beim Trocknen. Bilden harte Krusten. Die Oberfläche zerreißt und bildet feste Schollen.	Lassen das Wasser schneller verdunsten. Schwinden wenig. Werden beim Trocknen weniger hart.
Das Verhalten bei der Bodenbearbeitung.	Kleben an den Geräten. Lassen sich nur bei gewissen Feuchtigkeitsgraden bearbeiten. Haben große Konsistenz.	Zeigen diese Eigenschaften nicht oder nur in geringerem Grade.

[25]) Wertvolle Beobachtungsergebnisse findet der Ingenieur in der bodenkundlichen Literatur. Siehe z. B. Ramann, Bodenkunde, S. 403. Wärmeaustausch des Bodens.

[26]) A. Atterberg. Die Plastizität der Tone. Int. Mitt. Bod., 1911, Heft 1. Die Unterscheidungsmerkmale, welche lediglich für den Landwirt in Betracht kommen, wurden ausgelassen.

5. Abschnitt.

Die Konsistenz und Kohärenz der Böden.

Für die mechanischen Eigenschaften der gröberen Sande ist es im allgemeinen ziemlich belanglos, ob sie trocken, feucht oder naß sind. Die an Feinteilen reichen Bodenarten ändern hingegen mit dem Wassergehalt ihre mechanischen Eigenschaften in hohem Grad.

a) Unterschied zwischen Lehm und Ton. Tabelle 6 enthält ein Verzeichnis der Merkmale, nach welchen die älteren landwirtschaftlichen Autoren die Lehme von den Tonen unterschieden. Um die Grenzen zwischen Lehm und Ton sowie jene zwischen den verschiedenen Arten der Lehme und Tone mit größerer Schärfe festzulegen, wurde von den Vertretern der landwirtschaftlichen Bodenkunde der Versuch unternommen, die charakteristischen Merkmale der Bodenarten durch Ziffern auszudrücken.

b) Die Konsistenzformen. Je nach dem Wassergehalt befindet sich der Ton im festen, im plastischen oder im flüssigen Zustand. Bei mageren Lehmen und Fließböden kommt die plastische Hauptkonsistenzform in Wegfall. Ein solcher Boden geht mit zunehmendem Wassergehalt unvermittelt aus dem festen in den flüssigen Zustand über. Die drei Hauptkonsistenzformen lassen sich mit Atterberg[27]) nach Tabelle 7 in sieben Konsistenzformen einteilen und Atterberg kennzeichnet diese Formen wie folgt:

Tabelle 7[28]).

Hauptkonsistenzform	Konsistenzform nach Atterberg	Konsistenzgrenzen	Konsistenzform, Bezeichnung für bautechnische Zwecke
Feste	Härtere feste	Schrumpfgrenze	Ganz fest
	Losere feste		Halb fest
Plastische	Zähe Unterform	Ausroll- oder untere Plastizitätsgrenze	Steif plastisch $\varepsilon = A$ bis $A + \frac{P}{4}$ [29])
			Weich plastisch $\varepsilon = A + \frac{P}{4}$ bis $A + \frac{P}{2}$
	Klebende Unterform	Klebegrenze	Sehr weich plastisch $\varepsilon = A + \frac{P}{2}$ bis $A + \frac{3P}{4}$
		Fließ- oder obere Plastizitätsgrenze	Flüssig plastisch $\varepsilon = A + \frac{3P}{4}$ bis F
Flüssige	Zähflüssige	Grenze der Dickflüssigkeit	Zähflüssig
	Dickflüssige		Dickflüssig
	Dünnflüssige	Grenze der Dünnflüssigkeit	Dünnflüssig

1. Die härtere, feste Form, in welcher die Tonstücke beim Trocknen nicht mehr schwinden. Bei schwachem Druck haften sie nicht aneinander und beim Verdunsten des Porenwassers tritt die Luft an die Stelle des Wassers in das Innere des Tones ein.

[27]) Atterberg, Die Konsistenz und Bindigkeit der Böden. Int. Mitt. Bod., 1912, Bd. II, Heft 2/3.

[28]) Die ersten drei Kolonnen nach Atterberg, Die Plastizität der Tone, Int. Mitt. Bod., 1911, Heft 1.

[29]) ε ist die Porenziffer des Materiales; A, F und P bezeichnen die Ausrollgrenze, Fließgrenze und die Plastizitätszahl durch Porenziffern ausgedrückt.

2. Die losere, feste Form. Die Tonstücke schwinden beim Trocknen und es tritt keine Luft in das Innere des Tones ein. Mit schwachem Druck aneinandergepreßt haften die Tonstücke aneinander.

In der nun folgenden plastischen Hauptkonsistenzform befindet sich der Ton in einem teigförmigen Zustand und läßt sich zu Drähten ausrollen. Der Ton „fließt", jedoch nur unter dem Einfluß eines Druckes und so lange der Druck andauert. Bei hochplastischen Tonen läßt sich die plastische Hauptkonsistenzform in zwei Unterformen teilen.

3. In der zähplastischen Unterform (geringerer Wassergehalt) klebt der Ton nicht an dem Werkzeug und es erfordert viel Kraft, den Ton zu Drähten auszurollen.

4. In der klebend-plastischen Unterform klebt der Ton an dem Werkzeug und läßt sich ohne Mühe formen.

Es folgen die Unterabteilungen der flüssigen Hauptkonsistenzform, und zwar

5. Die zähflüssige Form. Der Ton hat die klebrige Konsistenz eines Breies und fließt unter dem Einfluß des eigenen Gewichtes, jedoch nur in dicker Schicht ($> 1\frac{1}{2}$ *cm*).

6. Die dickflüssige Form, mit der Konsistenz eines dünnen Breies. Beim Zerteilen einer Breischicht fließen die Teilstücke wieder zusammen, bleiben jedoch durch eine Furche voneinander getrennt.

7. In der dünnflüssigen Form ist das Material fast so dünnflüssig wie Wasser. Die Bestandteile des Materiales sind in einem Wasserüberschuß aufgeschlämmt und die gröberen Bestandteile sinken allmählich zu Boden.

Mit zunehmendem Wassergehalt geht jede Konsistenzform in die nächste über. Atterberg bezeichnet die Grenzen zwischen den aufeinander folgenden Konsistenzformen als Konsistenzgrenzen und belegt sie mit den in Tabelle 7 angeführten Namen.

Um die Eigenschaften einer bindigen Bodenart eindeutig kennzeichnen zu können, ist es nach Atterberg erforderlich, sowohl die oben beschriebenen Konsistenzgrenzen, als auch den Konsistenzgrad zu bestimmen. Die Konsistenzgrenzen legt Atterberg durch den Wassergehalt (in Gewichtsprozenten der Trockensubstanz) fest, welchen der Ton an der Konsistenzgrenze aufweist. Je nach dem Konsistenzgrad unterscheidet der Landwirt zwischen schweren (stark bindigen), mittelschweren (bindigen) und leichten (schwach bindigen) Böden. Sandböden werden lose (nicht bindige) Böden genannt. Nun ist die Bindigkeit das Ergebnis des Zusammenwirkens verschiedener Faktoren. So verdanken die schweren Böden ihren Namen dem Umstand, daß sie sowohl klebend, als auch zähe und hart sind. Da die Klebrigkeit und Zähigkeit der Böden im allgemeinen mit der Festigkeit der lufttrockenen Böden zunimmt, versucht Atterberg den Grad der Bindigkeit oder den Konsistenzgrad durch die Festigkeit des Materiales zu definieren. Damit sind die Ziele der bodenphysikalischen Untersuchungen umschrieben, soweit sie den Zwecken des Landwirtes dienen.

c) Methoden zur Festlegung der Konsistenzgrenzen. Am häufigsten und am eingehendsten wurde die Plastizität der Tone untersucht. Abgesehen von den einfachen, in der Tonwarenindustrie gebräuchlichen Versuchen zur Einschätzung des Plastizitätsgrades, bedient man sich noch einer ganzen Reihe anderer Methoden. Atterberg[30]) kennzeichnet sie wie folgt:

A. Berechnung der Plastizität aus der Festigkeit des trockenen Tones. Die Biegungsfestigkeit eines bei 30° C getrockneten Tonstabes sei ein Maß nicht nur für das Bindevermögen oder die Bruchfestigkeit, sondern auch für die Plastizität des Materiales. (Das ist wohl zu bezweifeln.)

[30]) Die Plastizität der Tone. Int. Mitt. Bod., 1911, Bd. I, Heft 1.

B. Die Wasseraufnahmsfähigkeit des Tones als Maß der Plastizität. Diese Methoden liefern nach Atterberg keinen Anhaltspunkt für die Beurteilung der Plastizität, denn humusreiche Tone nehmen trotz geringer Plastizität sehr große Wassermengen auf.

C. Berechnung des Plastizitätsgrades aus dem Bindevermögen des Tones. Angabe der Sandmenge, mit der man einen Gewichtsteil Ton vermengen muß, damit er im trockenen Zustand die Festigkeit verliert. Ein „Gewichtsteil des gepulverten Tones wird mit 1, 2, 3 bis 15 Gewichtsteilen Sand vermischt. Die Mischung werde mit genügender Menge Wasser zu kleinen Zylindern geformt. Nach dem Trocknen der Zylinder werden sie mit einem Pinsel 25 mal vor und zurück bestrichen. Die Mischung, deren Oberfläche dabei deutlich konvex wird, liefert das Maß des Bindevermögens oder der Plastizität." (Methode Bischoffs)[31]).

D. Die Geschwindigkeit des Zerfallens von Tonen im fließenden Wasser als Maßstab der Plastizität. Bei Prüfung der Methode fand Atterberg, daß humusreiche Tone sogar in durchnäßtem Zustand ihre Form beibehalten.

E. Berechnung des Plastizitätsgrades aus dem Gehalt der Tone an kolloidalen Bestandteilen. Ashley[32]) ermittelt den Kolloidgehalt durch Behandlung des Tonpulvers mit Malachitgrün oder Brillantgrün, wobei er die nicht adsorbierte Farbstoffmenge auf kolorimetrischem Weg bestimmt. Da erfahrungsgemäß keine einfache Proportionalität zwischen dem Kolloidgehalt und der adsorbierten Farbstoffmenge besteht, schlug Ashley zur Berechnung des Maßes der Plastizität die empirische Formel

$$P = \frac{C \cdot B}{A}$$

vor, worin C den aus der adsorbierten Farbstoffmenge ermittelten relativen Kolloidgehalt bedeutet. Der Faktor B wird „cast air shrinkage" genannt. Um ihn zu ermitteln, legt man den Tonteig auf eine Platte von gebranntem Gips und bestimmt nach dem Trocknen das Schwinden der Platte. A ist der „Jackson-Purdy-Faktor", welcher „die Oberfläche der Tonteilchen bestimmt". Der Gedankengang ist nicht sehr einleuchtend.

d) Atterberg'sches Verfahren zur Festlegung der Konsistenzgrenzen. Die oben aufgezählten Methoden liefern nicht ein Maß für die Plastizität an sich, sondern ein Maß für die Bedeutung eines mehr oder weniger willkürlich gewählten Faktors, der angeblich mit dem Grad der Plastizität in Zusammenhang stehen soll. Nachdem der Begriff der Plastizität gar nicht in physikalischem Sinne definiert worden ist, fällt es auch schwer, auszudenken, wie der Grad der Plastizität durch eine physikalische Konstante unzweideutig festgelegt werden könnte.

Faßt man das Wort „Plastizität" lediglich als Bezeichnung für einen der möglichen Aggregatzustände des Gemenges Ton—Wasser auf, so liegt es nahe, die Plastizität durch die Wassergehalte (in Gewichtsprozenten) zu beschreiben, bei denen das Gemenge Ton—Wasser in den festen bezw. flüssigen Aggregatzustand übergeht. Dies hat auch Atterberg tatsächlich getan. Wie bereits erwähnt, legt dieser Autor die Konsistenzgrenzen (Tabelle 7) durch die ihnen entsprechenden Wassergehalte fest. Er nennt die Differenz zwischen der Fließgrenze und der Ausrollgrenze die „Plastizitätszahl" und betrachtet die Plastizitätszahl als Maß der Plastizität.

Die Versuche Atterbergs haben gezeigt, daß die Plastizitätszahl ungefähr in geradem Verhältnis mit dem Bischoffschen Plastizitätsmaß (Methode *C*) zunimmt. Bezeichnet man die Sandmenge, mit der man die Gewichtseinheit (Trockengewicht) des Tones vermengen muß, um die Kohäsion des Tones aufzuheben, mit q, so kann man nach Atterberg die Tone je nach dem Wert von q in drei Plastizitätsklassen einteilen:

[31]) Bischoff, Die feuerfesten Tone, 1904, S. 76.
[32]) United States Geological Survey, Bull. 388, 1909.

Tone der ersten Plastizitätsklasse	$q > 2$	(Plastizitätszahl	> 15)
„ „ zweiten „	$q = 1$ bis 2	(„	15 bis 7)
„ „ dritten „	$q < 1$	(„	7 bis 1)
Nicht plastisch	$q = 0$	(„	< 1)

Die Bestimmung der Konsistenzgrenzen geschieht nach Atterberg[33]) wie folgt:

e) Die Schwindungsgrenze. Die Methode ist im wesentlichen identisch mit der Methode Arons. „Das Tonpulver wurde meistens mit so viel Wasser zusammen geknetet, daß der Wassergehalt sich drei Einheiten höher als die Lage der Ausrollgrenze stellte. Sehr schwere Tone erfordern mehr Wasser. Tone niedrigerer Plastizität erfordern weniger. Aus der Mischung wurden mit Hilfe einer aus zwei Hälften bestehenden und innen mit Papier belegten Messingform auf einer Messingunterlage Prismen geformt. Länge der Prismen 85 *mm*, Breite und Höhe 20 *mm*. Bei den Enden der Prismen wurden auf zweien der Seiten feine Querstriche gezogen. Die Prismen wurden dann zum Trocknen auf zwei Klötze gestellt, damit das Trocknen allseitig wurde. Der Abstand der Querstriche wurde jede dritte Stunde gemessen und die Messungen wurden mit einer Genauigkeit von 0·1 *mm* ausgeführt. Während der Nacht wurden die Prismen in bedeckten Glaskästen aufbewahrt. Das Gewicht der Prismen wurde nach jeder Messung festgestellt. Nachdem das Schwinden aufgehört hatte, wurden die Prismen bei 100° zum Trocknen gestellt. Aus dem Gewichtsverlust konnten die Ziffern der Schwindungsgrenze berechnet werden."

Der Verfasser versieht seine Schrumpfprismen nicht mit Strichen, sondern mit feinen Nadelstichen, deren Abstand mit großer Schärfe gemessen werden kann. Unter dem Glassturz, in dem sich die Prismen während der Nachtstunden befinden, wird die Luft durch einen wassergetränkten Schwamm feucht erhalten. Dadurch wird die Verdunstung des Porenwassers auf ein Minimum reduziert. Nebst dem Gewichtsverlust der Prismen wird auch der Gewichtsverlust eines mit Wasser gefüllten Bechers bestimmt. Die Messungsergebnisse liefern die Grundlage zur Berechnung der relativen Verdunstungsgeschwindigkeit pro Flächeneinheit der Verdunstungsoberfläche. Die Ofentrocknung bei 100° C nimmt etwa fünf Stunden in Anspruch. Die Wägung der ofengetrockneten Prismen muß mit großer Geschwindigkeit vorgenommen werden, weil die Prismen während des Wägens aus der Luft hygroskopisch Wasser aufnehmen. Nach erfolgter Wägung werden die Prismen mit feinem Sandpapier zugeschliffen, so daß sie genau prismatisch sind, nochmals getrocknet und gewogen. Aus dem Gewicht der Prismen, dem mit Hilfe des Pyknometers bestimmten spezifischen Gewicht der Trockensubstanz und dem Volumen wird die Porenziffer der trockenen Probe berechnet.

Fig. 24 stellt die Ergebnisse von drei gleichzeitig vorgenommenen Versuchen dar. Die Prismen I und I′ (Kurven A_1 und A_1' in Fig. 24 *a*) bestanden aus demselben Material. Der Anfangswassergehalt des Prismas I belief sich auf 44·5% und jener des Prismas I′ auf 23·8%. Die Schrumpfgrenze von I lag bei 12·4, jene von I′ bei 10·6. Aus den Porenziffern berechnete sich der Wassergehalt der Schrumpfprismen unter der Voraussetzung, daß das Innere der Prismen luftfrei sei, für die Schrumpfgrenze mit 15·5% bezw. 14·2%. Aus dem bedeutenden Unterschied zwischen den gemessenen und den berechneten Wassergehalten ist zu schließen, daß bereits vor Erreichung der Schrumpfgrenze Luft in das Innere der Prismen gedrungen ist. Um zu erfahren, bei welcher Porenziffer dies der Fall war, wurden die für die plastische und halbfeste Konsistenzform aus den Längenänderungen einerseits und den Wassergehalten andererseits berechneten Porenziffern der Prismen miteinander verglichen. Das Ergebnis ist in Fig. 24 *c* dargestellt. Die Abszissen der Kurven O_1 bezw. O_1' geben die aus den gemessenen Längenänderungen der Prismenkanten berechneten Oberflächen und die Ordinaten die zugehörigen Porenziffern der Prismen an. (Vollausgezogene Kurven.) Die aus dem Wassergehalt der Prismen berechneten Oberflächen sind durch die

[33]) Die Plastizität der Tone. Int. Mitt. Bod., 1911. Heft 1.

Abszissen der punktierten Kurven angegeben. Die Punkte *S* bezeichnen die Schrumpfgrenze. Nachdem die beiden Rechenverfahren für das Intervall *W—S* keine identischen Ergebnisse mehr lieferten, muß man annehmen, daß die Ordinaten der Punkte *W* die Porenziffer angeben, bis zu welcher das Innere der Prismen luftfrei blieb.

Auch die Ergebnisse der übrigen vom Verfasser durchgeführten Schrumpfversuche haben gezeigt, daß die Luft schon vor Überschreitung der Schrumpfgrenze in das Innere der Probekörper gelangt. Das Porenvolumen des trockenen Tones läßt sich demnach nicht aus der Schrumpfgrenze berechnen, sondern es muß unabhängig von dieser Ziffer ermittelt werden. Fig. 24 *b* zeigt die relative Verdunstungsgeschwindigkeit des Porenwassers als Funktion der Porenziffer. Die Verdunstungskurven für die Prismen I und I′ erwiesen sich als nahezu identisch. Nähere Mitteilungen über die Ergebnisse der Versuche Fig. 24 findet man im 19. Abschnitt.

f) Die Ausrollgrenze oder die untere Plastizitätsgrenze. Der plastische Tonteig „wird unter den Fingern auf einer Unterlage von Papier zu Drähten ausgerollt. Die Drähte werden wiederholt zusammengelegt und wieder ausgerollt, bis sie bei dem Ausrollversuch zu Bröckchen zergehen. Wenn die Bröckchen zu kürzeren Stückchen zergehen, hat es keine Bedeutung. Nur müssen die Stückchen, wenn zusammengelegt, sich fortwährend ausrollen lassen. Es ist aber nicht erlaubt, die Drähte so zu rollen, daß sie sich nicht in die Länge strecken, denn dabei wird die Lage der Grenze leicht überschritten. Gerade da, wo die Drähte zu Bröckchen zu zerfallen beginnen, wird mit dem Rollen aufgehört. Bei den Tonen, bei welchen die Klebegrenze niedrig liegt, werden die Drähte schließlich sehr zäh und gehen nur langsam in Bröckchen über. Diese Zähigkeit ist eine sehr wichtige Eigenschaft der genannten Tone.“ Der Verfasser hebt die Proben bis zur Ofentrocknung zwischen zwei Uhrgläsern von 6 *cm* Durchmesser auf. Das Gewicht der getrockneten Proben beträgt 3 bis 6 *g*. Der Durchmesser der Drähte ist etwa 3 *mm*.

g) Die Klebegrenze oder die Grenze der Normalkonsistenz der Tontechniker. „Die Tone besitzen die Normalkonsistenz, wenn sie gerade aufgehört haben, an den Fingern zu kleben. Da die Grenze in der Landwirtschaft eine Rolle spielen muß und die landwirtschaftlichen Geräte aus Eisen und Stahl bestehen, habe ich es praktisch gefunden, die Grenze da zu verlegen, wo die Tone nicht länger an den Metallen kleben. Anstatt Spatel aus Eisen oder Stahl, die leicht rostig werden, bei der Bestimmung der Grenze zu benutzen, habe ich Spatel aus Nickel gewählt. Die Klebegrenzen für Nickel und Eisen scheinen nicht verschieden zu sein. — Um die Klebegrenze zu bestimmen, vermische ich den klebenden Tonteig mit immer mehr Tonmehl, bis der Nickelspatel durch Ziehen über die Oberfläche des Tonteiges sich von anhängenden Tonklumpen völlig, wenn auch etwas schwierig, befreien läßt. Die Lage der Grenze wird ebenfalls hier durch eine Bestimmung des Wassergehaltes des Tonteiges festgestellt.“

h) Die Fließgrenze. „In einer kleinen Porzellanschale mit rundem Boden und von 10 bis 12 *cm* Weite werden etwa 5 *g* Tonpulver zu einem Brei angerührt. Zu dem Brei wird allmählich mehr Tonpulver zugesetzt und mit Hilfe eines Nickelspatels damit genau vermischt. Nach jedem Zusatz wird der Tonbrei in folgender Weise untersucht: Der Teig wird mit Hilfe des Nickelspatels so ausgeflacht, daß die Höhe der Tonschicht etwas weniger als 1 *cm* beträgt. Dann wird der Ton mittels des Tonspachtels in zwei Teile derart geteilt, daß die beiden Hälften durch eine Furche von V-förmigem Querschnitt vollständig voneinander getrennt sind. Die Schale wird dann heftig und wiederholt gegen die Innenseite der Hand gestoßen, um die beiden Hälften des Tonbreies zum Zusammenfließen zu bringen. Da nach erneuten Zusätzen von Tonpulver die beiden Tonhälften bei dem Stoßen nur an dem untersten Teil der Furche schwach oder kaum zusammenfließen, ist die Grenze erreicht. Die Lage der Grenze wird dann durch Bestimmung des Wassergehaltes des Breies festgestellt.

Diese Grenze ist keine scharfe, natürliche Grenze. Eine ziemlich scharfe, natürliche Grenze existiert wohl bei den Lehmen, nicht aber bei den Tonen. Darum muß die Lage der Grenze konventionell festgestellt werden. Anfangs hatte ich die Grenze höher gestellt und erlaubte ich, daß die Furche bei dem Stoßen zu drei Vierteln der Tiefe zusammenfloß. Dann forderte ich, daß diese nur zur Hälfte zusammenfließen sollte. Da aber in beiden Fällen Tone als plastisch gerechnet werden müßten, die den äußeren Eigenschaften nach kaum das Beiwort plastisch verdienen, ging ich schließlich zu der oben beschriebenen Bestimmungsmethode über."

i) Die Grenze der Dickflüssigkeit. „Die Grenze läßt sich bei den schwereren Tonen nur schwierig richtig ziehen. Wenn diese Tone mit Wasser angerührt werden, bilden sich sehr leicht in dem Brei Klumpen, die sich nur sehr schwer weiter verteilen lassen. (Die Klumpen sind ‚wasserhart', d. h. sie nehmen nur ungern weitere Mengen von Wasser auf.) Es ist daher sehr schwierig, für diese Grenze konstante Ziffern zu bekommen. So ergab ein Ton bei wiederholten Bestimmungen die Ziffern 91, 94, 97, 102 und 109 für die Lage dieser Grenze. Ein zweiter Ton lieferte die Ziffern 116, 125 und 137. Nach vielerlei Versuchen fand ich bei folgendem Verfahren die konstantesten Ziffern:

Das Tonpulver wird in einer Porzellanschale mit rundem Boden mit so viel Wasser angerührt, daß die Klebegrenze erreicht wird. Dann erst wird mit Hilfe einer Spritzflasche allmählich so viel Wasser unter stetem Umrühren zugesetzt, bis die Masse wie Wasser zu fließen anfängt. Mit einem Glasstab wird dann eine Furche in dem Brei gezogen. Wenn diese Furche binnen einer halben Minute wieder verschwindet, ist die Grenze erreicht. Hat man die Grenze überschritten, stellt man die Porzellanschale eine Weile auf eine geheiztes Wasserbad zur Verdunstung eines Teiles des Wassers, oder man setzt (doch weniger gut) dem Brei etwas mehr Tonpulver zu. Dann versucht man wieder durch Zusatz kleiner Wassermengen die Grenze zu erreichen. Ist sie scheinbar erreicht, läßt man den Brei durch ein feines Sieb passieren, damit etwa vorhandene Tonklümpchen entfernt werden. — Aus dem gereinigten Brei wird dann ein Teil abgewogen und bei 100° C getrocknet. Der Gewichtsverlust auf 100 Teile des getrockneten Tones berechnet ergibt die Lage der Grenze. Die Lage der Grenze kann zwischen den Ziffern 180 und 30 wechseln."

k) Grad der Genauigkeit der Grenzbestimmungen. Bei doppelter Bestimmung der Grenzen fand Atterberg folgende Differenzen: Fließgrenze 1·3, Ausrollgrenze 0·7, Klebegrenze 1·7. Bei sorgfältiger Arbeit kann man es nach Atterberg dahin bringen, daß die Differenzen für die Ausrollgrenze 0·5 und bei den beiden anderen 1·0 nicht übersteigen. Dem Verfasser ist es trotz gewissenhafter Bemühungen nur selten gelungen, bei 5- bis 6-maliger Wiederholung einer Grenzbestimmung die von Atterberg geforderte Übereinstimmung zwischen den Messungsergebnissen zu erzielen. Atterberg erwähnt aus seiner eigenen Praxis nur einen solchen Fall (Terra rossa aus Ungarn).

Atterberg erhielt bei 7° C etwas höhere Plastizitätsgrenzen als bei 24° C (ausgenommen bei einem sehr humosen Ton). Nachdem jedoch die normale Zimmertemperatur bloß innerhalb der Grenzen von etwa 16° bis 22° C schwankt, braucht man auf den Einfluß der Temperatur keine Rücksicht zu nehmen. Wichtig ist hingegen der Einfluß des Sandgehaltes auf die Lage der Grenzen. Nachdem der bindige Verwitterungsboden neben den abschlämmbaren Bodenbestandteilen auch Sand und Grus enthält, hängt das Ergebnis der Grenzenbestimmung von der Maschenweite des Siebes ab, durch das man den in trockenem Zustand pulverisierten Boden zwecks Vornahme der Grenzenbestimmung passieren ließ. Der Verfasser benützt daher zu diesem Zweck stets ein und dasselbe Sieb, und zwar ein solches mit Öffnungen von 0·6 *mm*.

l) Die relative Dichte der bindigen Böden. Die von Atterberg in Vorschlag gebrachte Begriffsbestimmung der Konsistenzformen nach Tabelle 7 liefert

eine brauchbare Grundlage für die Beurteilung und Bezeichnung der relativen Dichte der bindigen Böden. Die Grenze zwischen bindigem und losem Boden sei an die Grenze zwischen der III. und IV. Plastizitätsklasse (Absatz *d* und Fig. 4) verlegt. Die Bezeichnung der relativen Dichte der Böden der I. bis III. Plastizitätsklasse hat also nach Tabelle 7 und jene der Böden der IV. Plastizitätsklasse nach Formel 5 zu erfolgen.

Die Notwendigkeit, die relative Dichte der bindigen Böden nach anderen Gesichtspunkten zu beurteilen als jene der Sande, ist auf den Umstand zurückzuführen, daß der bindige Boden infolge der Kleinheit seiner Teilchen auch in scheinbar unbelastetem Zustand durch die Verdunstung des Kapillarwassers eine allmähliche Verdichtung erfährt (14. Abschnitt), während dies mit dem Sand nicht der Fall ist. Die Verdichtung äußert sich in der durch Austrocknung des feuchten Materials bewirkten Änderung der Konsistenzform. Je grobkörniger und schuppenärmer der Boden, desto kleiner ist der Maximalwert, welchen der durch die Oberflächenspannung des Wassers erzeugte Kapillardruck (14. Abschnitt, *a*) annehmen kann und desto geringfügiger ist die physikalische Wirkung der Austrocknung. Der Sachverhalt ist in Fig. 4 graphisch dargestellt. Schreitet man von der I. Plastizitätsklasse (feinstkörnige, schuppenreiche Böden) zu den folgenden vor, so tritt die plastische Hauptkonsistenzform immer mehr in den Hintergrund, bis sie an der Grenze zwischen der III. und IV. Klasse zu bestehen aufhört. Die Böden der IV. Plastizitätsklasse sind

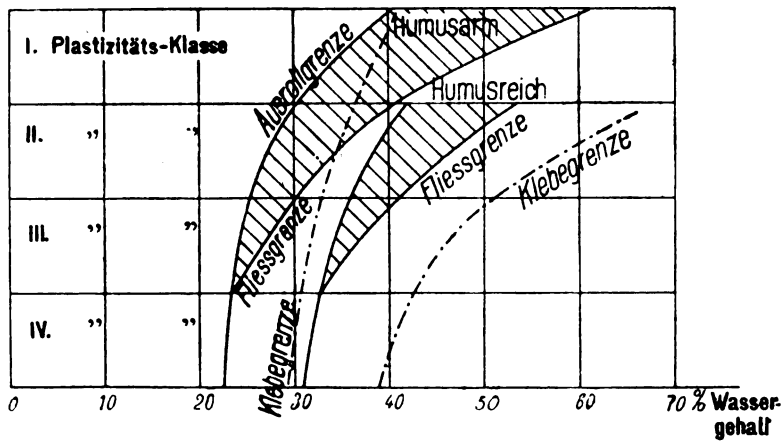


Fig. 4. Nach A. Atterberg, Die Plastizität der Tone (Int. Mitt. Bod., 1911, Heft 1, S. 21).

nur in der festen und flüssigen Hauptkonsistenzform bekannt. Die reinen Sande, welche man als V. Plastizitätsklasse bezeichnen könnte, haben auch keine Fließ- und Klebegrenze mehr; sie befinden sich im Sinne der Begriffsbestimmung der Konsistenzformen stets im flüssigen Aggregatzustand. Infolge dieser Tatsachen ist die relative Dichte der in der Natur vorkommenden Sande durch ganz andere Faktoren bedingt als jene der bindigen Böden und muß daher nach anderen Gesichtspunkten beurteilt werden. Aus ähnlichen Gründen läßt sich auch der für Sande entwickelte Begriff der Verdichtungsfähigkeit (Formel 4) nicht auf die bindigen Böden anwenden. Die physikalischen Ursachen der Verdichtung durch Austrocknung werden im 14. Abschnitt behandelt.

Die Porenziffern zweier Böden mit gleichem Wassergehalt verhalten sich wie die spezifischen Gewichte der Trockensubstanzen. Die Bezeichnung der Konsistenzgrenzen für erdbautechnische Zwecke soll demnach in der Folge nicht durch die Wassergehalte, sondern durch die ihnen entsprechenden Porenziffern erfolgen. Zwischen dem Wassergehalt w (in Gewichtsprozenten) und der Porenziffer ε besteht die Beziehung

$$\varepsilon = \frac{w}{100} \cdot \gamma \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (7)$$

worin γ das mittlere spezifische Gewicht der Trockensubstanz bedeutet. Die Plastizitätszahl P ist im Sinne dieser Festlegung durch die Differenz zwischen den Porenziffern F und A gegeben, welche der Fließgrenze bezw. der Ausrollgrenze entsprechen. Die Atterbergsche Bezeichnung der Konsistenzgrenzen kann beibehalten werden, nur empfiehlt es sich, die für den Erdbauingenieur besonders wichtige plastische Hauptkonsistenzform unabhängig von der Lage der Klebegrenze in vier Konsistenzformen zu zerlegen (Tabelle 7). Die Klebegrenze ist separat anzugeben.

Die Beurteilung der relativen Dichte nach Tabelle 7 ist nur dann zulässig, wenn der bindige Boden als homogen betrachtet werden kann. Die bindigen Böden haben in der flüssigen und in der weichplastischen Konsistenzform Flocken- (Fig. 3 *d*) bezw. Wabenstruktur (Fig. 3 *c*). Trotzdem können sie auch in diesen Konsistenzformen als homogen bezeichnet werden, weil ihre Struktur als Ergebnis eines einheitlichen Sedimentierungsvorganges zustande kam. Falls jedoch der Boden erst nachträglich durch klimatische und biologische Einflüsse in die Krümelstruktur oder durch künstliche Auflockerung in Klumpenstruktur übergeht, so verliert die angegebene Regel für die Beurteilung der Dichte ihre Gültigkeit und man muß die Eigenschaften der Stücke (Krümel oder Klumpen) unabhängig von jenen der ganzen Masse (gekrümelter Boden oder Schüttung) behandeln. So läßt sich beispielweise eine aus zähplastischen Klumpen bestehende Schüttung durch Einwalzen verdichten, ohne daß sich die Dichte der einzelnen Klumpen ändert. Um die Dichte einer solchen Schüttung zu beurteilen, muß man einerseits die Konsistenzform und Porenziffer der Stücke und andererseits die mittlere Porenziffer der ganzen Masse kennen.

m) Der Konsistenzgrad und die Festigkeit der Böden. Schübler (1838) wählte als Maß für die Festigkeit des Bodens die Kraft, welche erforderlich ist, um trockene, aus der Bodenmasse bestehende Stäbe von 5 *cm* Länge und 1·5 *cm* Durchmesser mit einem Stahlspatel zu zerschneiden. Haberlandt (1875) bestimmte die Druckfestigkeit getrockneter Erdzylinder mit einem Durchmesser von 3 *cm* („absolute Festigkeit") und die Biegungsfestigkeit von Erdzylindern („relative Festigkeit"). Puchner[34]) ermittelte den „Trennungswiderstand" von Bodenproben, deren Wassergehalte 80, 60, 40, 20 und 0% des in der bodenfeuchten Probe vorhandenen Wassergehaltes betragen, indem er einen Keil so lange belastete, bis er in den Boden eindrang. Bei seinen späteren Arbeiten[35]) kam dieser Forscher auf das Haberlandtsche Verfahren zurück und konstruierte einen Apparat, welcher die aufgebrachte Belastung in zehnfacher Vergrößerung auf den Probekörper überträgt. Mit Hilfe dieses Apparates bestimmt er die Druckfestigkeit von Zylindern mit Durchmessern von 2 *cm* und nennt den zum Zerpressen der Zylinder erforderlichen Gesamtdruck die „rückwirkende Festigkeit gegen Druck".

Auch Atterberg[36]) bestimmte die Festigkeit der Bodenproben nach einem ähnlichen Verfahren. Er verstand unter der „Festigkeitszahl" die Belastung, „welche ein mit kleinster möglicher Menge Wassers bereiteter und dann (zu Würfeln von $2 \times 2 \times 2$ *cm*) geformter Bodenteig nach einem Trocknen bei 100° C" ertragen kann. Aus den Ergebnissen seiner Versuche glaubte er schließen zu können, daß die Zerpressung der Würfel etwa den doppelten zur Spaltung der Würfel durch einen Keil erforderlichen Kraftaufwand benötige, und wählte in der Folge für die Durchführung seiner Versuche das bequemere Verfahren der Spaltung. Er preßt die Bodenproben in Formen von $2{\cdot}3 \times 2{\cdot}3 \times 2{\cdot}3$ *cm* und schneidet sie sofort nach beendigter Schwindung (beim Erreichen der Schrumpfgrenze) auf $2 \times 2 \times 2$ *cm* zu. Der Atterbergsche

[34]) H. Puchner, Inaugural Dissertation, Leipzig 1889.

[35]) Vergleichende Untersuchungen über die Kohäreszenz verschiedener Bodenarten. Int. Mitt. Bod., 1913.

[36]) Die Konsistenz und die Bindigkeit der Böden. Int. Mitt. Bod., 1912, Heft 2/3.

Festigkeitsapparat gestattet die Ausübung einer Druckkraft von 65 *kg* und der Keil (Messingspaten) hat einen Öffnungswinkel von 15°. Plastische Probewürfel ruhen während des Versuches auf einer ebenen, streifenförmigen Unterlage von 1 *cm* Breite, feste Würfel (Wassergehalt kleiner als die Ausrollgrenze) auf der Schneide eines Keiles mit einem Öffnungswinkel von 90°. Den Widerstand gegen Eindringen eines Keiles in plastische Probewürfel nennt Atterberg die „Zähigkeit" und in feste Würfel die „Festigkeit". Bei der Keilbelastung plastischer Probewürfel wurde gefunden, daß der Metallspaten „erst langsam, dann bei steigender Belastung schneller durch den Würfel (schneidet), bis der Spaten die Mitte des Würfels passiert hat. Dann hört das Sinken auf und es wird viel stärkere Belastung erfordert, damit der Spaten die untere Seite des Würfels erreichen kann". Atterberg belastet daher bei seinen Zähigkeitsbestimmungen die Würfel bis zu dem Augenblick, da der Spaten die Mitte des Würfels passiert hat. Diese Belastung in Gramm gibt die „Zähigkeit" des Bodens an.

Puchner fand auf Grund der Ergebnisse seiner Spaltversuche, daß der Trennungswiderstand mit der Feinheit der Bodenteile zunimmt. Quarzsand und Humus zeigten die größte Kohärenz bei mittleren Wassergehalten, bindige Böden hingegen in trockenem Zustand. Zufuhr von Kalk verminderte die Trennungsfestigkeit des Kaolins, Kalihydrat und Kaliumkarbonat erhöhten sie.

Ries[37]) stellte fest, daß die Mischung zweier Lehme eine höhere Zugfestigkeit aufweisen kann, als jeder Lehm für sich genommen. Ein Überschuß an feinem oder an grobem Material verringere die Festigkeit.

Nach Atterberg[38]) vermindert das hygroskopisch aufgenommene Wasser die Festigkeit ofengetrockneter Würfel. Atterberg bestimmte im Jahre 1910 die Festigkeit verschiedener Tone sofort nach erfolgter Trocknung im Ofen und die Festigkeit derselben Tone nach Ablauf eines weiteren Jahres. Die erste Versuchsreihe ergab etwa doppelt so hohe Ziffern als die zweite. Auch der Wassergehalt des Teiges, aus dem die Probewürfel geformt wurden, kommt in den Festigkeitsziffern zum Ausdruck (Tabelle 8). Bedeutend ist endlich der Einfluß der Richtung, in der man den Keil auf

Tabelle 8[39]).

Fließgrenze	Ausrollgrenze	Wassergehalt beim Anmachen in %	Festigkeit nach Atterberg (*kg*)	Anmerkung
51	26	41·4 35·4 29·1	46·2 50·0 52·5	Die Festigkeitsziffern sind Mittelwerte aus je sechs bis sieben Versuchsergebnissen
—	—	40 35 29·3	31 37 47	

den Würfel wirken läßt. Beim Spalten der Würfel von derjenigen Seite aus, die beim Formen der Würfel nach oben gekehrt war, erhielt Atterberg etwa doppelt so hohe Ziffern als beim Spalten in einer Richtung parallel zu dieser Seite. Atterberg setzt daher den Keil stets auf der Seite an, die beim Formen nach oben gekehrt war.

Atterberg veröffentlichte ein Diagramm[40]), in dem als Abszissen die Festigkeit und als Ordinaten der Wassergehalt eines Tones mit der Fließgrenze 42 und der Ausrollgrenze 30 aufgetragen wurde. Die Kurve zeigt bei der Ausrollgrenze einen scharfen

[37]) H. Ries, Clays: Their Occurrence, Properties and Uses. John Wiley, New-York, 2nd ed., 1908, S. 155, und Geological Survey, Final Reports, Vol. VI. 1904, S. 90.

[38]) Die Konsistenz und die Bindigkeit der Böden. Int. Mitt. Bod., 1912, Heft 2/3.

[39]) Nach A. Atterberg, Die Konsistenz und die Bindigkeit der Böden. Int. Mitt. Bod., 1912, Heft 2/3, S. 22.

[40]) Die Konsistenz und die Bindigkeit der Böden Int. Mitt. Bod., 1912, Heft 2/3, Abb. 21.

Knick und nennt Atterberg den Bruchpunkt die Festigkeitsgrenze. Es ist jedoch zu bedenken, daß die von Atterberg als Zähigkeit bezw. Festigkeit bezeichneten Eigenschaften physikalisch ungleichwertig sind. Trägt man in dem Diagramm als Abszissen lediglich physikalisch gleichwertige Größen (Druckfestigkeit oder Elastizitätsmodul) auf, wie dies der Verfasser für eine Reihe von Tonen getan hat, so erhält man ausnahmslos kontinuierliche Kurven, ohne Bruchpunkt.

Nach ihrer Festigkeit teilt Atterberg die Böden in fünf Gruppen (Tabelle 9). Die in dieser Tabelle benützten Bezeichnungen geben den Konsistenzgrad an. Aus Tabelle 10 geht hervor, daß die Zähigkeit (nach Atterberg) im allgemeinen mit

Tabelle 9[41]).

Bezeichnung	Festigkeit nach Atterberg (*kg*)
Sehr schwere Böden	> 40
Schwere Böden	40 — 30
Weniger schwere Böden . . .	30 — 15
Leichtere Böden	15 — 7
Lose Böden	< 7

der Festigkeitszahl zunimmt, während sie hingegen vom Plastizitätsgrad ziemlich unabhängig zu sein scheint.

Leider sind die von den verschiedenen Forschern verwendeten Methoden zur Beurteilung der Festigkeitseigenschaften der Böden derart voneinander verschieden, daß sich die Ergebnisse kaum miteinander vergleichen lassen. In physikalischer Hinsicht sind von den aufgezählten Methoden bloß die Druckfestigkeitsbestimmungen einwandfrei und klar. Die Durchführung dieser Versuche kann mit Hilfe des Puchnerschen Apparates mühelos erfolgen. Nachdem die Druckfestigkeit der Bodenwürfel vom Anfangswassergehalt und anderen, mit den Eigenschaften des Bodens an sich in keinem direkten Zusammenhang stehenden Faktoren beeinflußt wird, müssen die Versuche unter möglichst gleichartigen Verhältnissen und stets in größerer Zahl vorgenommen werden. Aber auch dann ergeben sich nach den Erfahrungen des Verfassers (Tabelle 20) recht bedeutende Abweichungen zwischen den einzelnen Beobachtungsergebnissen. Es empfiehlt sich, die Versuche zwei Tage nach erfolgter Ofentrocknung der Würfel

Tabelle 10[42]).

Material	Zähigkeit nach Atterberg (*g*)	Festigkeit nach Atterberg (*kg*)	Plastizitätszahl
Kalmar, intramoränen Ton	915	52	21
Gisselö, Kulturboden	910	53	12
Oeland, Silurton	880	42	27
Akerstad, Kulturboden	790	46	10
Ugerup in Schanen	437	39	8
Knutsstorp, Kulturboden.	120	18	0

vorzunehmen. Die Würfel sollen aus „steifplastischem" Teig (Tabelle 7) angefertigt und der Druck senkrecht zu der Seitenfläche ausgeübt werden, welche beim Formen der Würfel nach oben gekehrt war. Bei Veröffentlichung der gewonnenen Ziffern sind diese Begleitumstände anzuführen.

[41]) Nach A. Atterberg, Die Konsistenz und die Bindigkeit der Böden. Int. Mitt. Bod., 1912. Heft 2/3, S. 39.

[42]) Nach A. Atterberg, Die Konsistenz und die Bindigkeit der Böden. Int. Mitt. Bod., 1912, Heft 2/3, S. 38.

Die erdbautechnisch wichtigste Festigkeitseigenschaft der Böden, die Elastizität, wurde von den Vertretern der Bodenkunde nicht studiert. Sie bildet den Gegenstand des III. Hauptstückes. In demselben Hauptstück wird die ebenfalls sehr wichtige Beziehung zwischen Druck und Wassergehalt eingehender behandelt.

n) Beurteilung der Eigenschaften eines Bodens. Atterberg beurteilt die Eigenschaften des Bodens auf Grund der Plastizitätszahl (S. 21) und der Festigkeit des trockenen Bodens (Tabelle 9). Johansson[43]) hält die Lage des Umschlagpunktes (Schrumpfgrenze), die Festigkeit des Bodens am Umschlagspunkt (Zähigkeit) und die Festigkeit der trockenen Böden für die entscheidenden Merkmale. Er bereitet den Tonteig mit einer Wassermenge, die etwas höher als die Ausrollgrenze ist (steifplastisch, Tabelle 7) und stellt mit dem Teig zwei Prismen her. An dem einen bestimmt er die Festigkeit, eine Hälfte des zweiten dient zur Bestimmung der Schrumpfgrenze und die zweite Hälfte zur Bestimmung der Zähigkeit. Die Festigkeit des Tones an der Schrumpfgrenze ist insoferne als Maß glücklich gewählt, weil die Festigkeitsversuche bei solchem Wassergehalt gleichförmigere Resultate ergeben als die Versuche mit trockenen Würfeln. Nur muß man die Würfel tagelang überwachen, um den Verdunstungsvorgang rechtzeitig unterbrechen zu können. Die Lage der Schrumpfgrenze soll die Kornzusammensetzung des Materiales kennzeichnen. So einfach ist die Sache allerdings nicht, weil die Lage der Schrumpfgrenze durch drei voneinander unabhängigen Faktoren bestimmt wird: die Größe, die Gestalt der Bodenkörner und den Ungleichförmigkeitsgrad des Gemenges.

Sowohl Atterberg als auch Johansson haben einfache Verfahren zur schätzungsweisen Beurteilung der Klassenzugehörigkeit von Bodenproben ausgearbeitet.

Bei der Atterbergschen Reibprobe[44]) wird der zu Platten geformte und getrocknete Boden mit dem Finger gerieben.

Feinsandiger Lehm: Der Finger empfindet das Mehl als etwas oder stark reibend.

Schlufflehm: Die Probe gibt viel Mehl ab und das Mehl ist weich wie Talk.

Grobsandiger Lehm: Das Mehl ist grobsandig.

Wird wenig oder gar kein Mehl abgerieben, so wird mit dem abgerundeten Ende eines Glasstabes ein Strich gezogen, und der Stab wird in der Furche ohne Verwendung stärkeren Druckes erst zurück und dann einmal hin und zurück geschoben.

Sehr schwerer Boden (Festigkeitszahl > 40): Die Furche ist sehr schmal, glänzend und das Ziehen mußte mindestens dreimal wiederholt werden, damit sich eine nennenswerte Menge Mehles ablöste.

Schwere Böden (Fest. 40 bis 30): Die Furche wurde schmal und flach, beim ersten Ziehen glänzend, beim ferneren Ziehen jedoch matt.

Weniger schwere Böden (Fest. 30 bis 15): Die Furche wurde wesentlich breiter, aber nicht tiefer, reichliche Bildung von Mehl.

Leichtere Böden (Fest. 15 bis 7): Man erhält schon beim ersten Ziehen eine tiefe Furche.

Lose Böden: Man erhält keine Furche, denn der Stab dringt in das Material.

Johansson[43]) feuchtet einen kleinen Erdklumpen mit einigen Tropfen Wasser an, verarbeitet ihn mit einem Spatel zu Teig und rollt und knetet den Teig zwischen den Fingern, bis er seine Plastizität verliert und den Umschlagspunkt erreicht. Die Härte des Klumpens ist in diesem Stadium ein Maß für die „Zähigkeit". Die extraschweren Tone fühlen sich fast steinhart an und die leichten Lehme weich.

Inwieweit diese abgekürzten Verfahren zum Ziele führen, läßt sich nicht beurteilen, solange nicht eine große Zahl von Versuchsergebnissen vorliegt, die einen Vergleich zwischen den Ergebnissen der genauen Verfahren einerseits und jenen der Feld-

[43]) Simon Johansson. Die Festigkeit der Bodenarten bei verschiedenem Wassergehalt. Sveriges Geologiska Untersökning, Arsbok 7 (1913), Nr. 3.

[44]) Die Konsistenz und die Bindigkeit der Böden. Int. Mitt. Bod., 1912, Heft 2/3.

verfahren andererseits gestatten. Vorläufig muß man noch befürchten, daß die Ergebnisse in hohem Maß von der Person des Beobachters abhängen.

V. Pollack[45]) versuchte eine Klasseneinteilung der humusfreien und humusarmen Bodenarten auf Grund der Johanssonschen Unterscheidungsmerkmale. Seine Tabelle umfaßt Zähigkeit, Umschlagspunkt, Plastizitätszahl, Fließgrenze, Festigkeitszahl, mechanische Zusammensetzung nach Bezeichnungsweise Fig. 1 und den Humusgehalt. Man vermißt das zur Beurteilung der Dichte der Struktur unerläßliche spezifische Gewicht der Trockensubstanz. Die Unterscheidungsmerkmale der Pollackschen Bodenklassen sind in Tabelle 11 wiedergegeben. Ein solches Klassensystem

Tabelle 11[46]).

Bezeichnung	Zähigkeit	Festigkeitszahl[47])	Umschlagpunkt (Schrumpfgrenze)	Plastizitätszahl
I. Reine Sandböden	0	0	—	0
II. Tonhältige Sandböden	< 4	> 0 (2·4—36)[48])	(15—19)	(0, 2)
III. Schluffböden	< 4	> 4 (1·4—16)	(17·4—22·0)	0
IV. Leichte Mo-Lehme	4—10	(18—59)	< 16	(6—14)
V. Leichte Schlufflehme	4—10	(23, 24)	> 16	(5, 9)
VI. Schwere Mo-Lehme	10—15	(39)	< 16	(9)
VII. Schwere Schlufflehme	10—15	(22, 49)	> 16	(10, 16)
VIII. Sehr schwere Tone	15—25	(55)	(14·9)	(14)
IX. Extraschwere Tone	>25	(75—94)	(11·5—21·1)	(15—27)

wird erst dann einen praktischen Wert bekommen, wenn wir mit den Beziehungen zwischen den in der Tabelle angeführten Größen und den physikalischen Konstanten der Böden auf breiterer Erfahrungsgrundlage bekannt geworden sind. Vorläufig empfiehlt es sich noch, an den einfachen, von Atterberg zur Klasseneinteilung vorgeschlagenen Gesichtspunkten festzuhalten und bei der Beschreibung der Böden für technische Zwecke die im VI. Hauptstück aufgezählten Daten beizufügen.

[45]) V. Pollack, Über Rutschungen im Glazialen und die Notwendigkeit einer Klassifikation loser Massen. Jahrbuch der k. k. geol. Reichsanstalt, 1917, Bd. 67, 3. u. 4. Heft, S. 456.

[46]) Nach V. Pollack, Über Rutschungen im Glazialen und die Notwendigkeit einer Klassifikation loser Massen. Jahrb. d. k. k. Geol. Reichsanstalt, 1917, Bd. 67 (gekürzt).

[47]) Aus der Pollackschen Tabelle ist nicht zu ersehen, nach welcher Methode die Festigkeitszahl ermittelt wurde.

[48]) Die eingeklammerten Zahlenwerte beziehen sich auf die Bodenarten, welche Pollack als Beispiele für die Bodenklassen angeführt hat.

II. Hauptstück.

Die Reibungskräfte im Boden.

Die im I. Hauptstück durchgeführte Festlegung der Konsistenzgrenzen und der relativen Dichte der Böden vereinfacht die Beschreibung der Beschaffenheit und des Zustandes der in der Natur vorkommenden Bodenarten. Um jedoch den Schritt von der Beschreibung des Bodens zu der Einsicht in die physikalische Natur seiner Eigenschaften zu bewerkstelligen, muß man auf die Tatsache zurückgehen, daß jeder Boden aus einzelnen Körnern besteht, welche nicht durch chemischen Verband, sondern lediglich durch die Reibung an gegenseitiger Verschiebung verhindert sind. Das Auftreten der Flächenreibung bildet die Voraussetzung für das Zustandekommen von Spannungen im Boden. Infolgedessen bildet das Studium der Reibungskräfte den natürlichen Ausgangspunkt für das Studium der Mechanik des Bodens.

Über die innere Reibung der Sande herrschen recht unklare Vorstellungen. Umsomehr gilt dies für die Reibung zwischen Bodenteilen von kolloidaler Kleinheit. Obendrein werden die Eigenschaften der kolloiden Massen vielfach durch die Wirkung von Faktoren erklärt, deren Wesen ebenso geheimnisvoll ist wie das Wesen der zu erklärenden Erscheinungen selbst. Damit kommt man dem Ziel um keinen Schritt näher. Verfasser ist demnach bestrebt, auch die Eigenschaften kolloidaler Massen auf jene Kraftwirkungen zurückzuführen, die man an makroskopischen Körpern beobachten kann. Dieses Verfahren wird durch den Umstand gerechtfertigt, daß die Eigenschaften grobkörniger Massen bei abnehmender Korngröße allmählich in die Eigenschaften der kolloidalen Massen übergehen, lediglich durch das Zurücktreten von einer Gruppe von Eigenschaften zugunsten anderer.

6. Abschnitt.

Der Kolloidschlamm.

a) Die Eigenschaften der festen Kolloide. Schüttelt man einen festen Körper in pulverisiertem Zustand mit einer Flüssigkeit, so bleibt das Pulver entweder unverändert — der Körper ist unlöslich — oder die Körner lösen sich in der Flüssigkeit auf, d. h. die Moleküle trennen sich voneinander, zerfallen in Ionen und das heterogene Gemenge verwandelt sich in eine kristalloide Lösung. In letzterer verhalten sich die Ionen des gelösten Körpers wie die Moleküle eines Gases in einem geschlossenen Raum. Die Lösung ist durch folgende Eigenschaften gekennzeichnet: Die Ionen sind entgegengesetzt geladen und bewegen sich mit großer Geschwindigkeit durch die Flüssigkeit. Der gelöste Körper diffundiert durch eine Membran und übt auf dieselbe einen osmotischen Druck aus. Der Siede- und Gefrierpunkt der Lösung ist vom Siede- und Gefrierpunkt der reinen Flüssigkeit verschieden.

Theoretisch wäre es möglich, auch einen unlöslichen Körper auf mechanischem Weg in seine Moleküle zu zerlegen und durch Aufschütteln mit einer Flüssigkeit in eine echte Lösung zu verwandeln. In der Praxis kann man die Zerteilung höchstens so weit treiben, daß jedes Korn noch immer aus einer größeren Anzahl von Molekülen besteht. In diesem Zustand heißt der Körper ein festes Kolloid und das Gemenge aus einer Flüssigkeit und dem kolloidalen Pulver heißt kolloidale Lösung. In manchen Fällen führt das bloße Aufschütteln eines gröberen Pulvers mit einer Flüssigkeit zu einer weiteren Zerspaltung der Körner. So verwandelt sich nach Olschewsky[49]) fein pulverisierte Kieselsäure beim Aufschütteln mit kochendem Wasser in ein Pulver von kolloidaler Feinheit und es ist nicht ausgeschlossen, daß die Teilchen der festen Bodenkolloide in Berührung mit kaltem Wasser ebenfalls eine weitere Zerkleinerung erfahren. Ein Zerfallen der Körner in Moleküle wurde jedoch niemals beobachtet und das Gemenge oder Sol ist ein heterogenes System, welches aus zwei scharf voneinander getrennten Phasen besteht: der festen oder dispersen Phase und der flüssigen Phase oder dem Dispersionsmittel. Je nach der Kleinheit der kolloiden Teilchen spricht man von höherem oder niedrigerem Dispersitäts- oder Kolloidgrad der dispersen Phase.

Bei der Kleinheit der suspendierten Teilchen hat man zu gewärtigen, daß die kolloidale Lösung gewisse Ähnlichkeiten mit der echten Lösung aufweist. Die Ähnlichkeit besteht vornehmlich darin, daß sich die suspendierten Teilchen nicht zu Boden setzen und sich obendrein in lebhafter Bewegung, der Brownschen Bewegung, befinden. Andererseits bedingt der Umstand, daß die Moleküle der dispersen Phase nicht gespalten sind, gewisse grundlegende Unterschiede zwischen der kolloidalen und der kristalloiden Lösung. Sämtliche Teilchen der dispersen Phase tragen eine elektrische Ladung von gleichem Vorzeichen, während die Ionen eines gelösten Salzes entgegengesetzte Ladungen haben. Die Entstehung der elektrischen Ladung der festen Phase wird auf die Reibung zwischen den festen Teilchen und der Flüssigkeit zurückgeführt und ihr Vorzeichen hängt von dem Verhältnis der Dielektrizitäts-Konstanten der beiden Phasen ab. Nach dem Gesetz von Koehn wird von zwei Stoffen derjenige positiv geladen, der die größere Dielektrizitätskonstante besitzt. Besteht das Dispersionsmittel aus Wasser, so sind in der Regel:

positiv: die Metallhydroxyde (Basen), basischen Farbstoffe, Kieselsäure usw.;

negativ: die Metalle, Metallsulfide und die meisten Bodenmineralien.

Entgegengesetzt geladene Sole fällen einander aus, gleichgeladene nicht. Die Anwesenheit der festen Phase beeinflußt weder den Gefrier- noch den Siedepunkt des Dispersionsmittels in nennenswerter Weise, und die kolloidale Lösung übt weder einen osmotischen Druck aus, noch diffundiert die feste Phase durch eine Membran.

Mit abnehmendem Dispersitätsgrad nehmen auch die charakteristischen Eigenschaften der kolloidalen Lösung der Intensität nach ab. In einer hochkolloidalen Lösung sind die Teilchen in lebhafter Zick-Zack-Bewegung begriffen; bei schwächerem Kolloidgrad zittern die Teilchen um eine feste Mittellage und falls die Teilchen größer sind als 3 bis 5 μ, beharren sie im Zustand der Ruhe. Man hat es dann nicht mehr mit einer kolloidalen Lösung, sondern mit einer Suspension zu tun. Bei noch weiter zunehmender Korngröße der festen Phase kann man auch von einer Suspension nicht mehr sprechen, denn die Körner setzen sich sofort nach erfolgtem Aufschütteln des Gemenges wieder zu Boden und bilden ein einfaches Sediment. Der Kolloidgrad oder die Größe der suspendierten Teilchen gibt uns demnach ein Mittel an die Hand, die dispersen Systeme zu klassifizieren und geschieht dies nach Wo. Ostwald und P. P. von Weimarn wie folgt:

1. Eigentliche oder grobe Dispersionen (Suspensionen). Teilchen $> 0{\cdot}1\ \mu$ ($0{\cdot}0001\ mm$), spezifische Oberfläche $< 6 \cdot 10^5$.

[49]) Nach Proc. Am. Soc. March 1922.

2. Kolloide Lösungen. Teilchen zwischen 0·1 μ und 1 $\mu\mu$ (0·0001 bis 0·000001 *mm*), spezifische Oberfläche zwischen $6 . 10^5$ und $6 . 10^7$.

3. Molekulardispersoide und Iondispersoide entsprechen den Th. Grahamschen kristalloiden Lösungen.

Die Abgrenzung der Suspensionen von den kolloiden Lösungen geschieht auf Grund der Tatsache, daß in den Suspensionen die Teilchen der festen Phase allmählich, dem Zug der Schwerkraft folgend, nach unten sinken, während dies in der kolloiden Lösung nicht der Fall ist. Die untere Grenze der grobmechanischen Suspensionen liegt etwa bei einer Korngröße von 1 μ, die obere Grenze der kolloiden, scheinbar homogenen Lösungen bei 20 $\mu\mu$ und zwischen den beiden Grenzen liegen die Übergangsformen, welche je nach ihrer Beschaffenheit als feinere Suspensionen oder als gröbere kolloide Lösungen zu bezeichnen sind.

Beim Filtrieren einer kolloiden Lösung fließen sowohl das Dispersionsmittel als auch das Dispersoid durch den Filter. Um die feste Phase vom Dispersionsmittel zu trennen, muß man sie ausfällen oder zur Koagulation bringen. Dies geschieht durch Versetzen der Lösung mit einigen Tropfen eines Elektrolyten, wobei die elektrische Ladung der schwebenden Teilchen durch die elektrische Ladung der entgegengesetzt geladenen Ionen des Elektrolyten neutralisiert wird. Die Brownsche Bewegung hört auf, die Teilchen vereinigen sich zu Flocken und sinken zu Boden. Das Sol verwandelt sich in ein Gel. Soll der Elektrolyt wirksam sein, so muß die Konzentration des Elektrolyten im Dispersionsmittel einen gewissen Minimalwert (Schwellenwert) überschreiten. Bei einer Aufschlämmung von 100 *g* Ton in 500 *g* Wasser beträgt dieser Minimalwert etwa 2·5% Ammonia oder 0·025% Schwefelsäure, Salzsäure usw. Die Abhängigkeit des Schwellenwertes von der chemischen Natur des Elektrolyten beruht auf der Verschiedenheit des molekularen Fällungsvermögens der Elektrolyten. Bei elektronegativen Kolloiden ist das Fällungsvermögen durch die Wertigkeit des Kations und bei elektropositiven durch jene des Anions festgelegt.

Gewisse reversible organische Kolloide haben die Eigenschaft, andere Kolloide vor der Ausfällung durch Elektrolyte zu schützen (Schutzkolloide), wahrscheinlich indem sie die Teilchen der Kolloide hüllenartig umgeben. Unter der Goldzahl versteht man die Menge des Schutzkolloides in Milligrammen, welche eben nicht mehr imstande ist, 10 cm^3 Goldlösung vor Ausfällung durch 1 cm^3 Salzlösung zu schützen. In der Natur spielen die adsorptiv ungesättigten (sauren) Humusstoffe die Rolle von Schutzkolloiden. Sie erhalten Eisenhydroxyde und wasserhaltige Silikate in Lösung, machen sie auswaschbar und verhindern sogar die ausfällende Wirkung von Kalzium- und Magnesiumsalzen. Ihre Anwesenheit beeinflußt die physikalischen Eigenschaften der Lehme und Tone in hohem Grade. Als extremen Fall erwähnt Ramann einen humusreichen Mergel, der trotz eines Kalkgehaltes bis zu 70% eine derartige Bildsamkeit besitzt, daß er in Münchner Ateliers als Modellierton verwendet wird[50]).

Durch die Ausfällung geht das Sol in ein Gel über. In getrocknetem Zustand sind die Gele zumeist amorph und bilden entweder mürbe, pulverige Massen (Eisenoxydhydrat, Kieselsäure usw.), oder aber eine feste, mehr oder weniger harte Substanz (Kolloidschlamme der bindigen Böden). Schüttelt man das getrocknete Gel nochmals mit einem Dispersionsmittel auf, so verwandelt es sich entweder neuerdings in ein Kolloid (reversible Kolloide) oder aber es bleibt im Zustand des Gels (irreversible Kolloide). Zu den reversiblen Kolloiden zählen: Gelatine, Leim, Gummi, Molybdänsäure usw.; zu den irreversiblen: Zinnsäure, Eisenoxyd, Gold, Platin, Tonerde.

b) Der Kolloidschlamm der bindigen Bodensorten[51]). Die physikalischen Eigenschaften vieler anorganischer Kolloide besitzen eine derartige Ähnlichkeit mit jenen der bindigen Böden, daß es nahelag, die kolloiden Bestandmassen der bindigen Böden als Träger der physikalischen Eigenschaften dieser Böden zu betrachten.

---

[50]) Ramann, Bodenkunde, 3. Aufl., S. 44.

[51]) Zur Einführung diene Ramann, Bodenkunde.

Wie erwähnt, bezeichnet man in der Chemie 1 μ als die untere Grenze der Korngröße der grobmechanischen Suspensionen. Körner mit Durchmessern von 1 μ bis 0·02 μ liefern entweder feinere Suspensionen oder gröbere kolloide Lösungen. In der Bodenkunde nennt man sämtliche Teilchen, welche kleiner sind als 2 μ „Kolloidschlamm"; der Gehalt der Böden an echten kolloiden Teilchen (Ultraton) übersteigt selbst in

Tabelle 12[52]).

Material	Schlämmprodukt	Fließgrenze	Klebegrenze	Ausrollgrenze	Plastizitätszahl	Festigkeit nach Atterberg (*kg*)	Anmerkung
Kaolinit	Grobschluff	55	59	keine	0	0·9	
	Feinschluff	55	58	keine	0	1·8	
	Kolloidschlamm	63	53	43	20	2·8	Wenig zäh
Quarz	Mo	34	undeutl.	keine	0	0	
	Grobschluff	—	undeutl.	keine	0	fast 0	
	Feinschluff	34	40	keine	0	sehr niedrig	
	Kolloidschlamm	35	36	keine	0	niedrig	
Kalifeldspat	Fein-Mo	37	undeutl.	keine	0	0	
	Grobschluff	38	undeutl.	keine	0	niedrig	
	Feinschluff	38	51	keine	0	niedrig	
	Kolloidschlamm	39	39	keine	0	2·6	
Talk	Mo	33	46	keine	0	0	
	Schluff	48	68	keine	0	0·2	
	Kolloidschlamm	76	98	48	28	5·5	Drähte lose, gar nicht zäh
Serpentin	Schluff	41	51	keine	0	niedrig	
	Kolloidschlamm	76	70	59	8	8·5	
Chlorit	Mo	33	39	keine	0	0	
	Schluff	44	54	keine	0	sehr niedrig	
	Kolloidschlamm	72	83	47	25	12	Drähte wenig zäh, leicht zerfallend
Kaliglimmer (Muskovit)	Schluff	49	77	keine	0	niedrig	
	Kolloidschlamm	91	95	77	14	10	
	Grober Kolloidschl.	98	123	82?	16?	3	Wenig zäh
	Feiner Kolloidschl.	100	99	81	19	19	
Magnesiaglimmer (Biotit)	Schluff	46	?	keine	0	1·3	
	Kolloidschlamm	53	52	45	8	13·0	
	Grober Kolloidschl.	60	73	44	16	10	Oxidiert.
	Feiner Kolloidschl.	87	65	44	43	28	Sehr zäh
Limonit	Kolloidschlamm	36	34	27	9	3	Ziemlich zäh
Hämatit	Kolloidschlamm	36	25	20	16	9	Sehr zäh

[52]) Ziffernwerte aus A. Atterberg, Die Plastizität und Bindigkeit liefernden Bestandteile der Tone. Int. Mitt. Bod., 1913.

den fettesten Tonen niemals den bescheidenen Prozentsatz von 3%[53]). Die Gepflogenheit, die obere Grenze der Korngröße des Kolloidschlammes mit 2 μ festzusetzen, ist gerechtfertigt durch den Umstand, daß künstlich erzeugte Pulver gewisser Mineralien bei einer Korngröße von weniger als 2 μ bereits alle charakteristischen Eigenschaften der bindigen Böden und damit auch jene der festen Kolloide im allgemeinen aufweisen. Der experimentelle Beweis wurde von Atterberg[54]) erbracht. Dieser Forscher pulverisierte verschiedene Mineralien, sonderte die Pulver durch Schlämmanalyse in Grobschluff, Feinschluff, gröberen und feineren Kolloidschlamm (Fig. 1 und Tabelle 14) und bestimmte für jedes einzelne der Schlämmprodukte die Konsistenzgrenzen (Tabelle 7). Die Ergebnisse sind in Tabelle 12 zusammengestellt. Von den untersuchten Kolloidschlammen erwiesen sich als:

Nicht plastisch: Quarz, Feldspat.

Plastisch, aber nicht zäh: Kaolin, Talk, Serpentin, Chlorit, Muskovit, Limonit.

Plastisch und dabei sehr zäh: Biotit, Hämatit.

Die Plastizität scheint demnach eine gemeinsame Eigenschaft der Kolloidschlamme aller jener Mineralien zu sein, welche bei der Zerkleinerung schuppen- oder blätterförmige Teilchen liefern. Die hohe Zähigkeit der Biotit- und Hämatitschlamme läßt Atterberg vermuten, daß die außergewöhnliche Zähigkeit und Plastizität der Terra Rossa, des Laterites und der schweren nordischen Tone auf den Reichtum dieser Erdarten an Biotit und Hämatit zurückzuführen sei. Das Material der schweren nordischen Tone stammt größtenteils aus dem nordischen Verbreitungsgebiet biotitreicher Granite. Ihre Farbe sei unterhalb des Grundwasserspiegels grau und verwandle sich oberhalb des Grundwasserspiegels infolge der Oxydation des Biotites in Braun[55]).

Die Ansicht, daß die Plastizität der Tone auf die Schuppenform der Tonteilchen zurückzuführen sei, wurde bereits von Vogt (1897), Orton (1901), Le Chatelier (1909) und anderen Forschern vertreten, erhielt jedoch erst durch die Atterbergschen Untersuchungen eine gesicherte Grundlage. Sie erfährt eine weitere Bestätigung durch die vom Verfasser festgestellte Tatsache, daß sich die Durchlässigkeitsziffer eines Tones nur auf wenige Prozente der Durchlässigkeitsziffer eines Sandes (derbe Körner) mit gleichem äquivalenten Korndurchmesser beläuft (siehe Formel 44 und 50). Aus dem Verhältnis der Durchlässigkeitsziffern ist zu schließen, daß der Rauminhalt eines Tonteilchens sehr klein sein muß im Vergleich zum Rauminhalt eines derben Kornes (gedrungene Gestalt) mit gleichem äquivalenten Korndurchmesser, was nur möglich ist, wenn eine Dimension des Tonteilchens sehr klein ist im Vergleich mit den beiden anderen. Nach den bisherigen Ergebnissen der Forschung kann man die bindigen Böden mit einem Beton vergleichen, in welchem der Sand, Mo und Schluff die Rolle der Zuschläge und der Kolloidschlamm jene des Zementes spielt. Je gemischtkörniger die Zuschläge, desto größer die bindende Wirkung des Zementes.

Es ist überraschend, daß der Kolloidschlamm ein reversibles Kolloid darstellt, während Tonerde, Eisenoxyd und andere im Boden vorkommende mineralische Substanzen zur Klasse der irreversiblen Kolloide gehören. Man könnte die Ursache darin suchen, daß der Kolloidschlamm weit davon entfernt ist, den Zerteilungsgrad der festen Phase einer echten kolloidalen Lösung (Teilchen $< 0{\cdot}02\ \mu$) aufzuweisen. Eine solche Annahme stünde jedoch im Widerspruch mit den Ergebnissen der Versuche, welche Anderson und Fry[56]) mit Ultraton (wohl Teilchen $< 0{\cdot}2\ \mu$, nach Atterberg[57]) vorgenommen haben. Der Ultraton wurde aus Mengen von 250 bis 1000 *kg* Ton extrahiert, indem man je 12 *kg* des Tones mit 60 *kg* destillierten Wassers in rotie-

[53]) Proc. Am. Soc., March 1922, S. 540.

[54]) A. Atterberg, Die Plastizität und Bindigkeit liefernden Bestandteile der Tone. Int. Mitt. Bod., 1913.

[55]) Siehe Note 54.

[56]) Nach Proc. Am. Soc., March 1922, S. 554.

[57]) A. Atterberg, Geologiska Förhandlingar, 1908, S. 31.

renden Zylindern vermengte, die gröberen Teilchen im Laufe von 24 Stunden absetzen ließ, die überstehende trübe Flüssigkeit abheberte und durch eine Zentrifuge sendete. Aus der so erhaltenen opalisierenden, echten kolloiden Lösung wurde die feste Phase mit Hilfe von Pasteur-Chamberlainschen Filtern abgeschieden. Sie erwies sich als schleimige, klebende, zähe Masse. Die chemische Analyse ergab: Wasserhältiges Aluminiumsilikat mit wechselndem Gehalt an Eisenhydroxyd, Kieselsäure, Aluminiumhydroxyd, organische Substanzen und Spuren von Ca, Mg, K und Na. Unter dem Ultramikroskop erschienen die Teilchen als bernsteingelbe Tröpfchen mit starker Brownscher Bewegung. Nach Auswaschung des bei der Ausfällung verwendeten Elektrolyten konnte das Gel durch Aufschütteln mit Wasser wieder in ein Sol verwandelt werden. In trockenem Zustand bildete es eine harzartige, bernsteingelbe Masse und in feuchtem Zustand einen hochplastischen, sehr zähen und klebrigen Teig. Das Gel besaß demnach in hohem Maß alle Eigenschaften, welche Atterberg an den von ihm künstlich erzeugten Kolloidschlammen beobachtet hat, trotzdem diese Schlamme wenig oder gar keinen Ultraton enthielten. Sehr bemerkenswert sind die Ergebnisse der in Tabelle 13 wiedergegebenen Resultate der Festigkeitsversuche,

Tabelle 13[58]).

Gehalt an Zement in %	Druckfestigkeit der Probekörper in *kg* (Druckfläche 4·92 *cm*²)			
	Art des Zements			
	Kaolin	Portlandzement	Cecil-Ultraton	Susquehanna-Ultraton
0·00	0·0	0·0	0·0	0·0
0·50	0·0	0·0	3·13	5·42
1·00	0·0	0·0	7·35	6·70
2·00	—	0·0	13·48	—
5·00	0·0	3·23	61·57	54·84
—	—	19·16	122·57	96·39

welche mit Gemengen von Ultraton und Normalsand vorgenommen wurden. Die Probekörper waren zylindrisch, hatten eine Höhe von 2·5 *cm* und einen Durchmesser von 2·5 *cm*. Das Ultraton-Sand-Gemenge wurde vor dem Versuch mit 18% Wasser zu einem steifen Brei verarbeitet, mit einem Druck von 126 Atmosphären in die Formen gepreßt und bei 100° C getrocknet.

Trotz der eben dargelegten offenkundigen Übereinstimmung zwischen den physikalischen Eigenschaften der Tone und jenen der aus schuppenliefernden Mineralien erzeugten Kolloidschlamme gehen die Ansichten über den eigentlichen Träger der physikalischen Eigenschaften der bindigen Böden noch recht weit auseinander. Hermann[59]) und andere weisen darauf hin, daß die meisten mineralischen Kolloide irreversibel seien. Die oben mitgeteilten Resultate der Untersuchungen von Anderson und Fry haben jedoch unzweideutig dargetan, daß der Ultraton ein reversibles mineralisches Kolloid darstellt. Die Existenz solcher Kolloide muß demnach als bewiesen betrachtet werden. Van Bemmelen[60]) hebt hervor, daß die Kolloide altern, d. h. im Laufe der Zeit ihre Kolloidnatur einbüßen und sich in Kristalloide verwandeln. Die mineralischen Kolloide geologisch alter Tone müßten daher jünger sein als die Tone selbst. Nun sei es undenkbar, daß diese jüngeren Kolloide von außen her in den Ton kämen. Sie müßten sich demnach im Ton selbst bilden. Das wäre auf dem Weg der Hydrolyse immerhin denkbar, wie dies in einem Gemenge von

[58]) Papers a. Disc., Am. Soc., 18. Jänner 1922, Table 1, S. 555. Probekörper mit Normalsand angefertigt.

[59]) Nach Proc. Am. Soc., March 1922, S. 547.

[60]) Nach Proc. Am. Soc., March 1922, S. 547.

Kieselsäurepulver und kochendem Wasser tatsächlich geschieht. Dann müßten aber in dem alten Ton Fragmente der gealterten, kristalloid gewordenen, ursprünglichen Bodenkolloide vorhanden sein, und derartige Fragmente wurden bisher noch nicht entdeckt. Man muß daher bis auf weiteres annehmen, daß die mineralischen Kolloide des Bodens sehr langsam altern, ebenso wie sie zum Unterschied von den meisten mineralischen Kolloiden reversibel sind. Sie bilden sich bei der Verwitterung des Gesteins durch hydrolytische Spaltung (nicht etwa auf mechanischem Weg durch Zertrümmerung beim Transport durch fließende Gewässer), werden beim Transport der Verwitterungsprodukte des Gesteins von den gröberen Gesteinsteilen gesondert, als Flußtrübe mitgeführt und an der Mündung der Wasserläufe in salzhaltige Seen oder in das Meer infolge der Elektrolytwirkung der Salze ausgefällt. Unter dem Einfluß von großem Druck und hohen Temperaturen verlieren die so entstandenen Sedimente ihren Kolloidcharakter und verwandeln sich in Tonschiefer. Falls diese beiden Faktoren nicht in Kraft treten, scheinen die Bodenkolloide auf die Dauer mehrerer geologischer Formationen ihren Kolloidcharakter zu behalten.

Bedeutende Meinungsverschiedenheiten herrschen auch hinsichtlich der physikalischen Ursachen der Plastizität. Aron führt sie auf die kugelförmige, Zschokke, Biedermann, Herzfeld, Atterberg u. a. auf die schuppenförmige Gestalt und Blake und Bourry lediglich auf die Kleinheit der Körner zurück. Le Chatelier behauptet, der Ton enthielte in der plastischen Konsistenzform zahllose Luftblasen mit einem Durchmesser von weniger als 0·01 *mm*, und macht diese Luftblasen für die Plastizität der Tone verantwortlich. Seger und Schumacher suchen die Ursache der Plastizität im molekularen Verhalten der Tonsubstanzen. Ashley meint, eine bestimmte Abstufung im Gehalt des Bodens an gröberen, nicht kolloidalen Körnern und an viskosem, kolloidalem Zwischenmittel sei für das Zustandekommen der Plastizität unerläßlich. Rohland legt das Schwergewicht auf die im Dispersionsmittel enthaltenen löslichen Salze. Diese weitgehenden Meinungsverschiedenheiten hinsichtlich der Ursachen der Plastizität hängen eng mit den ebenso fundamentalen Unterschieden zwischen den Ansichten über die Struktur der Gele im allgemeinen zusammen. Der Verfasser kam auf Grund der im III. und IV. Hauptstück mitgeteilten Beobachtungen zu dem Schluß, daß sich sämtliche physikalische Eigenschaften der bindigen Böden durch die drei Faktoren Oberflächenspannung des Wassers, Reibung und Schuppenform der feinsten Bodenteilchen erklären lassen. Zu diesen drei Faktoren kommt noch die Zunahme der Viskosität des Wassers in sehr engen Kapillaren (16. Abschnitt, *f*). Er wird in seiner Ansicht durch die Tatsache bestärkt, daß nicht bloß der gröbere Kolloidschlamm, sondern auch der aus bindigen Böden abgeschlämmte Feinsilt in bescheidenem Maß Plastizität besitzt. Beim Feinsilt kann von einer besonderen Gelstruktur, wie sie beim Ultraton denkbar wäre, noch nicht die Rede sein.

7. Abschnitt.

Der Einfluß gelöster Salze auf die mechanischen Eigenschaften der Tone.

Die meisten festen, in einer Salzlösung eingetauchten Körper sind von einer Zone umgeben, innerhalb welcher die Konzentration von der Konzentration der außerhalb der Zone befindlichen Lösung abweicht. Die Art der Einwirkung des festen Körpers auf die Lösung hängt davon ab, ob das Salz die Oberflächenspannung des festen Körpers vermindert oder erhöht. Falls das Salz die Oberflächenspannung vermindert, so nimmt die Konzentration der Lösung in der Umgebung des festen Körpers zu (positive Adsorption) und falls es sie erhöht, so verarmt die Lösung in der Nachbarschaft der Oberfläche (negative Adsorption). Der Grad der Anreicherung ist durch die Gesetze des Adsorptionsgleichgewichtes festgelegt. In grobmechanischen Suspensionen ist die bei positiver Adsorption in der Nach-

barschaft der Oberflächen sich anreichernde Salzmenge verschwindend klein im Vergleich zu der Menge der in Suspension befindlichen festen Phase. In kolloiden Lösungen hingegen ist die Menge des adsorbierten Salzes infolge der enormen Ausdehnung der Oberfläche sehr beträchtlich und man spricht von einer Adsorptionsverbindung zwischen dem Kolloid und dem gelösten Salz. Sendet man z. B. durch einen mit Tonbrei gefüllten Filter eine stark alkalisch reagierende Lösung von Kaliumhydroxyd, so ist das Filtrat neutral. Die Base wurde vom Ton adsorbiert und man kann das Verfahren so oft wiederholen, bis der Ton mit der Base adsorptiv gesättigt ist. Nachdem dies stattgefunden hat, fließt die Lösung durch den Tonbrei, ohne ihren Basengehalt einzubüßen. Man nennt den Vorgang eine physikalische Reaktion. Die wichtigsten Unterschiede zwischen einer physikalischen und einer chemischen Reaktion bestehen darin, daß die Intensität der chemischen Umsetzung mit der Temperatur zu, jene der physikalischen Reaktion hingegen mit der Temperatur abnimmt; das chemische Gleichgewicht wird nur langsam, das Adsorptionsgleichgewicht hingegen rasch erreicht. Die Kenntnis dieser Unterschiede erleichtert die oft recht schwierige Entscheidung, ob es sich bei der Wechselwirkung zwischen einer Lösung und einem Kolloid um eine chemische oder um eine physikalische Umsetzung handelt. In manchen Fällen treten beide Arten von Umsetzungen ein. Cushmann behandelte 10 *g* reinen Pfeifentones mit 500 cm^3 einer $\frac{1}{10}$ *n* Lösung der Basen Chlorammonium und Chlorbaryum. Schon nach den ersten fünf Minuten hatte der Ton bereits 100% bezw. 80% der gesamten im Laufe von drei Tagen adsorbierten Basenmenge aufgenommen. Es handelte sich in diesem Fall um eine rein physikalische Umsetzung. Nach Peters nahm eine Erde 66% des adsorbierbaren Kaliums sofort, den Rest hingegen erst im Laufe von weiteren zwei Tagen auf. Es fand sowohl eine physikalische als auch eine chemische Umsetzung statt.

Adsorbierte Stoffe lassen sich nur schwer von dem adsorbierenden Medium trennen. Es gelingt dies nur durch wiederholtes Auswaschen. Wohl aber kann man ein adsorbiertes Salz leicht durch ein anderes verdrängen, falls das hinzukommende Salz die Oberflächenspannung der festen Phase in höherem Maße verringert als das bereits vorhandene. Basen werden gieriger adsorbiert als Säuren. Die Ionen der dissoziierten Stoffe verhalten sich wie selbständige Körper. Daher werden Salze, deren Säuren und Basen adsorbierbar sind, nicht als Ganzes adsorbiert, sondern es erfolgt die Adsorption der Spaltungsprodukte unabhängig voneinander.

Adsorptive Sättigung eines Tones vermindert die Intensität seiner kolloiden Eigenschaften. Daher stammt der große Einfluß lösbarer Salze auf die physikalischen Eigenschaften der mit ihnen gesättigten Tone. So verliert z. B. der Ton durch adsorptive Sättigung mit Kalk seine Bildsamkeit, falls nicht die Wirkung des Kalkes durch die Gegenwirkung organischer Schutzkolloide kompensiert wird. Nachdem wohl keine bindige Bodenart lediglich aus einer einzigen Sorte von Mineralien besteht, treten die miteinander vermengten, mit ungleichen chemischen und elektrischen Eigenschaften begabten, feinverteilten Mineralien in physikalische Wechselwirkung und bilden zusammen mit den adsorptiv aufgenommenen und eingelagerten Stoffen Kolloidkomplexe. Das Zement fast aller bindigen Böden besteht aus solchen Kolloidkomplexen und jede Änderung im Grad und in der Art der adsorptiven Sättigung bedingt zugleich eine Änderung der physikalischen Eigenschaften des Tones. Mellor, Green und Baugh[61]) klassifizieren die adsorbierbaren Stoffe je nach ihrer Wirkung auf zähflüssigen Tonbrei wie folgt:

1. Substanzen, welche in kleiner Menge die zähflüssige Masse dünnflüssiger, in größerer Menge hingegen dickflüssiger machen: Na- und K-Karbonat.

2. Substanzen, welche in kleiner Menge die Masse dickflüssiger, in größerer Menge hingegen dünnflüssiger machen: Verdünnte Ammonia, Cu-Sulfat usw.

[61]) Nach Proc. Am. Soc., March 1922, S. 542.

3. Substanzen, welche die Masse unter allen Umständen dünnflüssiger machen: Mg-, Na-Sulfat usw.

4. Substanzen, welche die Masse unter allen Umständen dickflüssiger machen: Traubenzucker, Humussäuren, Ammonium-Chlorid, Kalzium-Chlorid.

5. Substanzen ohne Wirkung auf die Konsistenz: Alkohol usw.

Der Plastizitätsgrad wird sowohl durch die Beschaffenheit des Dispersionsmittels, als auch durch die Natur der adsorbierten Substanzen beeinflußt. Besteht die flüssige Phase aus Glyzerin oder einer anderen fettigen Flüssigkeit, so ist das Gel plastischer, als wenn die Poren der festen Phase mit Wasser ausgefüllt sind. Das Entgegengesetzte ist der Fall, wenn man Alkohol, Äther oder Terpentin als flüssige Phase wählt. Beim Aufschlämmen des Bodengels mit einer vom Wasser verschiedenen Flüssigkeit muß man zunächst das im Gel enthaltene, hygroskopisch gebundene Wasser durch Trocknen des Tones im Ofen austreiben, soferne nicht die flüssige Phase infolge größerer Affinität zur festen Phase die Wasserfilms verdrängt. So werden z. B. in Quarzpulvern die Ölfilms durch Wasser, in Zinkoxydpulver hingegen die Wasserfilms durch Öl verdrängt.

Ammoniak, Ätzkali, Ätznatron, Kalk und Wasserglas verringern die Plastizität der Tone, angeblich infolge ihrer ausfällenden Wirkung auf die kolloidalen Bestandteile des Tones. Durch Neutralisieren dieser Zusätze kann man den ursprünglichen Plastizitätsgrad wiederherstellen. Die Wirkung der Humusstoffe wurde bereits erwähnt. Im einzelnen ist sie, infolge der außerordentlichen Mannigfaltigkeit der mit dem Sammelnamen „Humusstoffe" bezeichneten Substanzen noch nicht klargestellt.

Das hygroskopische Wasser wird aus dem Wasserdampf der Luft adsorbiert und schwankt daher der Gehalt an hygroskopisch gebundenem Wasser mit der Luftfeuchtigkeit und der Temperatur. Der Verfasser hat hygroskopische Wassermengen bis zu 5% des Trockengewichtes des Tones konstatiert. Das hygroskopisch gebundene Wasser beeinflußt selbstverständlich bloß die Festigkeitseigenschaften des trockenen Tones. Wie bereits erwähnt, hat Atterberg festgestellt, daß die Festigkeit trockener Tone nach erfolgter hygroskopischer Sättigung des Materiales um 50% niedriger ist als die Festigkeit unmittelbar nach erfolgter Ofentrocknung.

Infolge des tiefgreifenden Einflusses geringer Mengen adsorbierter Substanzen auf die physikalischen Eigenschaften der Tone reichen die Ergebnisse der mechanischen Bodenanalyse (Kornzusammensetzung) zur Beurteilung der physikalischen Bodeneigenschaften nicht hin. Sie eignen sich infolgedessen nicht als Grundlage für eine praktisch brauchbare Klassifizierung der bindigen Böden und man ist genötigt, die physikalischen Eigenschaften als Unterscheidungsmerkmale zu verwerten, wie dies von Atterberg und Johansson bereits versucht worden ist. Die Ergebnisse der mechanischen Bodenanalyse dienen lediglich zur Ergänzung der physikalischen Beschreibung einer Bodenart, denn die physikalischen Eigenschaften können bei annähernd gleicher mechanischer Zusammensetzung des Bodens innerhalb recht weiter Grenzen schwanken. Aus dem Einfluß geringer Mengen adsorbierter Substanzen ergibt sich die Möglichkeit, die Beschaffenheit von Erden zu technischen Zwecken künstlich zu beeinflussen.

8. Abschnitt.

Sedimentierung, Absatzgeschwindigkeit und Schlämmanalyse.

Nach erfolgtem Aufschütteln eines Pulvers mit Wasser sinken die im Wasser aufgeschlämmten Teilchen allmählich zu Boden, wobei sie den viskosen Widerstand des Wassers zu überwinden haben. Die Sinkgeschwindigkeit hängt von der Größe, der Gestalt und dem Gewicht der sinkenden Teilchen ab, wobei flach geformte Körner langsamer sinken als gedrungene von gleichem Gewicht und Rauminhalt. Dies erklärt sich aus der von Owens[62]) beobachteten Tatsache, daß flach geformte Körner stets in

[62]) Owens, Experiments on the settlement of solids in water. Geographical Journal 1911, S. 59.

wagrechter Lage nach unten sinken. Der Durchmesser einer Kugel, welche mit derselben Geschwindigkeit zu Boden sinkt wie ein schuppenförmiges Korn mit gleichem spezifischem Gewicht nennt man den „äquivalenten Korndurchmesser". Die bei der Schlämmanalyse aus der Absatzzeit ermittelten Korngrößen sind stets als äquivalente Korngrößen aufzufassen. So stellte Atterberg fest, daß Tonteilchen mit äquivalenten Korndurchmessern von 0·02 bis 0·002 *mm* unter dem Mikroskop Durchmesser von 0·05 bis 0·005 *mm* aufwiesen. Verfasser hat noch größere Differenzen gefunden.

Nach Stokes[63]) beläuft sich die mittlere Sinkgeschwindigkeit v in $cm\ sec^{-1}$ von kugelförmigen Körnern mit Durchmessern von d *cm* und vom spezifischen Gewicht γ_1 in einer Flüssigkeit vom spezifischen Gewicht γ und der Viskosität η auf

$$v = \frac{2}{9} \cdot \frac{\gamma_1 - \gamma}{\eta} \cdot \left(\frac{d}{2}\right)^2 = 0{\cdot}0556 \cdot \frac{\gamma_1 - \gamma}{\eta} \cdot d^2 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Mit $\gamma_1 = 2{\cdot}85$ (dem mittleren spezifischen Gewicht von Tonteilchen), $\gamma = 1{\cdot}00$ und $\eta = 1{\cdot}165 \,.\, 10^{-5}\ g\ cm\ sec^{-2}$ (bei einer Temperatur von $T = 15°$ C) geht Formel 8 über in

$$v = 0{\cdot}873 \,.\, 10^4 \,.\, d^2$$

Für $d =$	0·002	0·02	0·2 *mm* erhält man
$v =$	0·00035	0·035	3·5 $cm\ sec^{-1}$.

A. M. Williams[64]) weist darauf hin, daß man bei kleinen Werten von d die Dicke des adsorptiv gebundenen Wasserfilms zu berücksichtigen habe. Diese Dicke beläuft sich bei Holzkohlenpulver auf 13.10^{-6} *cm* und hat demnach auf die Sinkgeschwindigkeit von Feinschlammteilen bereits einen nennenswerten Einfluß.

a) Methoden der Schlämmanalyse. Auf der Beziehung zwischen Sinkgeschwindigkeit und Korndurchmesser beruhen die gebräuchlichen Methoden der Schlämmanalyse zur Bestimmung der mechanischen Zusammensetzung feinkörniger Böden. Soferne der Boden keine Körner enthält, welche kleiner sind als 0·02 *mm* (Mo), läßt sich die Trennung nach der Korngröße durch eine Siebanalyse bewerkstelligen, da die Körner in trockenem Zustand nicht aneinander haften. Enthält jedoch der Boden Feinteile, welche kleiner sind als 0·02 *mm*, so haften die Teilchen infolge der Oberflächenspannung des hygroskopisch gebundenen Wassers aneinander und man muß sie zunächst durch Aufschlämmen mit Wasser voneinander trennen. Aber auch die Trennung durch Aufschlämmen gelingt bestenfalls nur dann, wenn man den Boden in fein verteiltem Zustand in das Wasser einbringt. Man pulverisiert daher den bindigen, lufttrockenen Boden und beschränkt die Untersuchung der Feinerde auf die Teilchen, welche ein Sieb mit einer Maschenweite von 0·6 *mm* passieren. Den Gehalt des Bodens an gröberen Bestandteilen kann man durch Waschen und Sieben des auf dem Sieb verbliebenen Rückstandes bestimmen.

Die Methoden der Schlämmanalyse lassen sich in drei Gruppen einteilen: solche, bei denen das Wasser von unten nach oben strömt und die Feinteile der Schwerkraftwirkung entgegen nach oben reißt (Nöbel, Schöne u. a.), solche, bei denen die Bodenteilchen durch ruhendes Wasser nach unten sinken (Kühn, Schlösing, Atterberg u. a.) und solche, bei denen die niedersinkenden Bodenteilchen das Wasser in einem Standglas hochtreiben (Wiegner).

Erste Gruppe: Als typisches Beispiel sei der Schönesche Apparat beschrieben. Das Wasser durchströmt einen Satz von zylindrischen Gefäßen mit verschiedenen Durchmessern in der Richtung von unten nach oben derart, daß es zunächst in das engste Gefäß eintritt und in der Folge stets aus einem Gefäß in ein solches mit größerem

[63]) Transactions of the Cambridge Philosophical Society 9 (1850) = G. G. Stokes, Mathematical and Physical Papers 3, Cambridge 1901, S. 60.

[64]) Transactions of the Faraday Society, Oct. 1922, S. 53–56.

Durchmesser gelangt. In jedem der Gefäße kommen Bodenteile von solcher Korngröße zum Absatz, deren Sinkgeschwindigkeit größer ist als die Geschwindigkeit des aufsteigenden Wasserstromes. Mit dieser und ähnlichen Spülmethoden können jedoch lediglich Bodenteile von mehr als 0·01 *mm* Durchmesser abgeschieden und sortiert werden, da die Sinkgeschwindigkeit kleinerer Teilchen zu gering ist.

Zweite Gruppe. Kühn kocht 50 *g* Feinerde bis zur vollkommenen Zerteilung und spült das Gemenge von Wasser und Boden in einen Zylinder von 30 *cm* Höhe und 8·5 *cm* innerem Durchmesser. Die Marken sind in 28 *cm* und 5 *cm* Höhe über dem Boden angebracht. Zehn Minuten nach erfolgtem kräftigen Umrühren wird die Flüssigkeit abgehebert, wobei sich das untere Ende des Hebers in der Höhe der unteren Marke befindet. (Sinkweg der Teilchen 28—5 = 23 *cm*). Dann setzt man neuerdings Wasser zu, hebert ab usf., bis die abgeheberte Flüssigkeit klar ist. Letztere enthält die Bodenteile, welche kleiner sind als 0·1 *mm*[65]) (Mo, Schluff und Schlamm), und der Rückstand die gröberen Bestandteile (von Feinsand aufwärts).

Schlösing zerteilt 5 bis 10 *g* Feinerde durch Zerreiben, behandelt die zerriebene Masse mit Salzsäure und Ammoniak, spült das Gemenge von Boden und Flüssigkeit nach erfolgtem Auswaschen in einen 20 *cm* hohen Glaszylinder, hebert 24 Stunden nach erfolgtem Aufrühren die über dem Bodensatz stehende Flüssigkeit ab und wiederholt mit dem Rückstand dieses Verfahren so oft, bis die abgeheberte Flüssigkeit klar ist. Auf diese Weise zieht er die feinsten Teile (den Kolloidschlamm) aus dem Boden, wobei er zur Abscheidung des Schlammes Chlorkalium als Elektrolyten benützt.

Nach der kombinierten Methode Fadejew-Williams wird der Boden zuerst durch ein Spülverfahren (erste Gruppe) von den feinsandigen und gröberen Bodenbestandteilen befreit und dann erst durch ein Sedimentierungsverfahren der zweiten Gruppe in die feineren Komponenten zerlegt.

Sven Oden[66]) hat ein automatisch registrierendes Verfahren zur Vornahme der Schlämmanalyse ausgearbeitet. Dem Prinzip nach gehört es in die zweite Gruppe. Der Apparat registriert das Gewicht der Teilchen, welche sich auf einer über dem Boden des Sedimentierzylinders befindlichen Platte absetzen, als Funktion der Zeit.

A. Atterberg[67]) verwendet bei der Schlämmanalyse niedrige, weite Glaszylinder. Die Höhe der über dem Bodensatz stehenden Flüssigkeitssäule beträgt 10 *cm*. Die Absatzzeiten und die Bezeichnung der Schlämmprodukte sind in Tabelle 14 mitgeteilt. Der Schlamm wird mit Salzsäure ausgefällt. Die Koagula werden auf doppeltem

Tabelle 14[68]).

Bezeichnung des Schlämmproduktes		Korngröße in *mm*	Absatzzeit in Stunden	Anmerkung
Kolloidschlamm	fein	$< 0{\cdot}0006$	64	} Starke Brownsche Bewegung (obere
	grob	$0{\cdot}0006 - 0{\cdot}002$	8	} Grenze $0{\cdot}005-0{\cdot}002\ mm = 5 - 2\ \mu$)
Schluff	fein	$0{\cdot}002 - 0{\cdot}006$	1	
	grob	$0{\cdot}006 - 0{\cdot}02$	$7^1/_2$ Min.	
Mo und Sand		$> 0{\cdot}02$		

[65]) Nach der Formel von Stokes (8) berechnet sich der Durchmesser der gröbsten zum Absatz gelangenden Teilchen mit 0·021 *mm*.

[66]) Studien über Tone. 1. Allgemeine Einleitung zur Chemie und physikalischen Chemie der Tone, Upsala 1916. 2. Automatisch registrierende Methode zur mechanischen Bodenanalyse, Upsala 1918.

[67]) Die Plastizität und Bindigkeit liefernden Bestandteile der Tone. Int. Mitt. Bod., 1913, S. 15.

[68]) Nach A. Atterberg, Die Plastizität und Bindigkeit liefernden Bestandteile der Tone. Int. Mitt. Bod., 1913, S. 14.

Filter gesammelt, die halbtrockenen Kuchen vom Filter abgehoben, bei 100° C im Ofen getrocknet, pulverisiert und durch ein Sieb mit 0·6 *mm* Maschenweite passiert.

Manche Böden müssen vor Beginn der Schlämmanalyse 24 Stunden und länger mit Wasser gekocht werden, bevor sie in ihre Bestandteile zerfallen, wobei man jedoch Gefahr läuft, daß sich die Eigenschaften der Bodenkolloide unter dem Einfluß des andauernden Kochens verändern. Falls man die Methode des Kochens anwendet, soll man alle zwei Stunden die überstehende Flüssigkeit abhebern und das Kochen mit frischem Wasser fortsetzen.

Trotz des Kochens zerfallen kalk- oder humusreiche Böden nur unvollkommen. In solchen Fällen ist eine Vorbehandlung des Bodens mit Säuren und Alkalien unerläßlich. Man zerteilt den Boden in einer Schale unter Zusatz von etwas Wasser mit den Fingern, so daß ein dicker Brei entsteht, und setzt dann, bei gleichzeitigem Erwärmen des Gemenges, immer mehr Wasser zu. Dann werden einige Tropfen Salzsäure hinzugefügt, so daß die Flüssigkeit schwach sauer reagiert, läßt absitzen, hebert die klare Flüssigkeit vom Bodensatz ab, wäscht den Bodensatz auf dem Filter mit destilliertem Wasser aus und behandelt ihn dann auf dem Filter mit schwacher Ammoniaklösung, um die Säure zu neutralisieren. Die Säure greift zwar manche Bodenbestandteile an, löst aber zugleich die Humusstoffe und Karbonate und damit die im Boden vorhandenen zementierenden Bestandteile.

Verfasser benützte bei seinen Schlämmanalysen die Atterbergsche Methode, mit Bodenproben von je 35 *g* pro Absatzzylinder mit 12 *cm* Durchmesser. Falls keine Vorbehandlung des Bodens mit Säuren oder Alkalien erforderlich ist, wird die Probe nach erfolgtem Pulverisieren und Absieben der gröberen Bodenkörner ($>0{\cdot}6$ *mm*) in einer Schale unter allmählichem Wasserzusatz mit dem Finger zerpreßt, bis sie sich in einen dünnflüssigen Brei verwandelt. Sodann wird der Brei in ein Gefäß mit siedendem Wasser gespült und fünf Minuten lang kräftig umgerührt. Nach erfolgtem Abkühlen kommt das Gemenge in den Sedimentierzylinder. Zum Koagulieren der abgeheberten Schlammsuspensionen genügen in der Regel drei bis vier Tropfen H Cl. Das Abhebern der Schlamm- und Feinschluffsuspensionen muß zumeist zehn- bis zwölfmal erfolgen, bis die überstehende Flüssigkeit halbwegs klar wird. Bei der Abscheidung des Grobschluffes genügt sechs- bis achtmaliges Abhebern. Die Bestimmung der wahren Korngröße erfolgt vor der Filtrierung der Schlämmprodukte unter dem Mikroskop, wobei zugleich farbige Zeichnungen charakteristischer Teilchen angefertigt werden. Die Erfahrung hat nämlich gezeigt, daß jede Manipulation mit getrocknetem Feinschluff und Grobschluff bindiger Böden zur Zertrümmerung der schuppenförmigen Teile (Fig. 2 *d*) führt, so daß die mikroskopische Bestimmung der Korngröße nach erfolgtem Trocknen dieser Materialien zu kleine Durchschnittswerte ergibt. Auch die Tatsache, daß die Flüssigkeit über dem Bodensatz selbst nach zehn- bis zwölfmaligem Abhebern der Schlammsuspension immer noch etwas trüb ist, deutet auf die Neubildung von Schlammteilchen durch Zertrümmerung von Schluffblättchen beim Aufrühren des Bodensatzes.

Falls die Konsistenzgrenzen der Schlämmprodukte bestimmt werden sollen, erfolgt die Schlämmanalyse zugleich in vier Zylindern (Bodenmenge $4 \times 35 = 140$ *g*). Die graphische Darstellung des Ergebnisses der Schlämmanalyse erfolgt nach Fig. 1.

Dritte Gruppe. Siehe Anhang.

b) Bezeichnung der Böden nach ihrem Verhalten bei der Schlämmanalyse. Bei den Versuchen, die Schlämmanalyse ohne vorhergegangene Behandlung der Bodenprobe mit Säuren und Alkalien durchzuführen, konnten folgende Gruppen von bindigen Böden unterschieden werden:

Gruppe *A*: Lehme und Tone, bei denen sich die Analyse nur mit Schwierigkeiten durchführen ließ. Der zerteilte und gekochte Boden setzte sich nach erfolgtem Umrühren mit dem Glasstab als äußerst lockeres Sediment mit scharf begrenzter Oberfläche am Boden des Gefäßes ab, während die über dem Sediment befindliche Flüssigkeit klar blieb. Der Schlamm trennte sich demnach trotz des Aufrührens

nicht vom Schluff und vom Mo. Die Porenziffer des Sedimentes beläuft sich bis auf 6—7; derart hohe Porenziffern sind nur bei Flockenstruktur (Fig. 3 *d*) möglich. Um die Analyse durchführen zu können, müssen einige Tropfen Na (OH) zugesetzt werden. Trotzdem ist das Ergebnis der Analyse recht unverläßlich. In die Gruppe *A* gehören die vom Verfasser untersuchten, auf primärer Lagerstätte befindlichen Verwitterungsböden. Trotz hohen Schlammgehaltes schwellen sie wenig und haben keine Neigung zu Rutschungen. Die Böden dieser Gruppe werden als „schwer schlämmbar" bezeichnet.

Gruppe *B*. Die Analyse läßt sich ohne Zusatz von Natronlauge bewerkstelligen und liefert verläßliche Resultate. Zu dieser Gruppe gehören vornehmlich sedimentäre (marine und lakustrine) Lehme und Tone. Sie schwellen stark und sind zumeist rutschgefährlich. Nach ihrem Verhalten bei der Schlämmanalyse werden sie als „normal" bezeichnet.

Gruppe *C*. Die Analyse geht glatt von statten, das Koagulieren des aus dem Sediment extrahierten Schlammes erfordert jedoch acht bis zehn Tropfen H Cl anstatt drei bis vier Tropfen. Die Gruppe umfaßt dunkelblaue und schwärzliche Sedimente (Schlammablagerungen), reich an organischen Resten (schwer koagulierbar).

Um rasch zu bestimmen, welcher Gruppe eine Bodenart angehört, schüttle man 0·7 *g* des getrockneten, pulverisierten Bodens mit Wasser in einer Eprouvette von 1·5 *cm* Durchmesser und vergleiche die so entstandene Suspension mit einer andern, welche man auf dieselbe Weise mit 0·7 *g* eines typischen Tones der Gruppe *A* herstellt. Falls die zu untersuchende Probe der Gruppe *B*) oder *C*) angehört, so nimmt der Bodensatz einen wesentlich geringeren Raum ein als jener des Vergleichstones (Wabenstruktur, Fig. 3 *c*, anstatt Flockenstruktur, Fig. 3 *d*), wogegen die überstehende Flüssigkeit einige Stunden nach erfolgtem Aufschütteln im Gegensatz zu der über dem Vergleichston stehenden Flüssigkeit noch sehr trübe ist. Die Böden der Gruppen *B* und *C* unterscheiden sich voneinander durch ihre Farbe und ihre Entstehungsgeschichte.

9. Abschnitt.

Die Reibung zwischen den Bodenteilchen.

Sobald ein Sediment auf dem Boden des Absatzgefäßes zur Ruhe gekommen ist, wirken auf jedes Bodenteilchen zwei Kräfte: die Schwerkraft und die an den Berührungsstellen mit den Nachbarteilchen angreifenden Reibungskräfte. Um festzustellen, ob das Vorhandensein dieser zwei Kräfte hinreicht, um die an den Sedimenten beobachteten Erscheinungen zu erklären oder nicht, sei zunächst daran erinnert, daß die bekannten Gesetze der Reibung lediglich aus den an makroskopischen Körpern gemachten Beobachtungen abgeleitet wurden. Diese Körper berühren einander nach ausgedehnten, mehr oder weniger unebenen Oberflächen. Die Gesetze beschreiben daher den Verlauf einer recht komplexen Erscheinung, welche in ihren Einzelheiten keineswegs bekannt ist und lassen sich nicht ohneweiters auf die Reibung zwischen Teilchen von kolloidaler Kleinheit anwenden.

a) Das Reibungsgesetz und die Wirkungsweise der Schmiermittel. Bedeutet W den Reibungswiderstand und P den gesamten senkrecht zur Reibungsfläche gerichteten Druck, so gilt nach Coulomb[69])

$$W = f \,.\, P \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

f wird die Reibungsziffer genannt und sollte sowohl von der Ausdehnung der Reibungsfläche als auch von der Gleitgeschwindigkeit unabhängig sein. Die Richtigkeit der ersterwähnten Coulombschen Behauptung wurde von Rennie (1829 und 1861)[70]) bezweifelt. Dieser Forscher schloß aus den Ergebnissen seiner mit verschie-

[69]) Mémoires de l'Académie Royale de Sciences, Vol. 10, p. 161, 1785, und Amontons, ebenda, 1699.

[70]) Philosophical Transactions, 1829, u. Zeitschrift des Architekten-Vereines Hannover, 1861, nach Chwolson, Handbuch der Physik.

denen Eisensorten vorgenommenen Versuchen, daß die Reibungsziffer mit zunehmendem Druck pro Flächeneinheit zunehme. So sei der Wert der Ziffer der Reibung von Gußeisen auf Stahl bei einer Zunahme des Flächendruckes von 8·79 auf 47·25 *kg* pro cm^2 von 0·166 auf 0·403 gestiegen. Die zweite Behauptung Coulombs wurde 1833 von Morin[71]) widerlegt, welcher zeigte, daß die Reibungsziffer mit zunehmender Gleitgeschwindigkeit abnehme. Der Reibungswiderstand wurde von Coulomb auf den durch die Rauhigkeit der Reibungsflächen hervorgerufenen, rein mechanischen Widerstand zurückgeführt. Ähnliche Ansichten werden heute noch in manchen Lehrbüchern der Physik vertreten. Jedenfalls bezweifelte niemand, daß die Reibungsgesetze keineswegs den Charakter von einfachen Naturgesetzen haben und daß der Reibungswiderstand durch das Zusammenwirken mehrerer heterogener Faktoren zustandekomme. Die Einsicht in das Wesen dieser Faktoren war jedoch bis vor kurzem sehr lückenhaft.

1919 veröffentlichten W. B. Hardy und T. K. Hardy[72]) die wichtigen Ergebnisse ihrer Untersuchungen über aktive und nichtaktive Flüssigkeiten. Diese Forscher stellten fest, daß die Ziffer der Reibung zwischen vollkommen glatten, chemisch reinen Glasoberflächen konstant ist und je nach der Beschaffenheit des Glases zwischen den Grenzen von 0·84 und 1·1 liegt. Als Unterlage wurde bei den Reibungsversuchen eine geschliffene Glasplatte und als gleitender Körper ein Uhrglas benützt. Die Gleitung hatte an der Berührungsstelle der gleitenden Körper stets eine Verletzung der Berührungsflächen zur Folge (actual tearing of both glass-surfaces), woraus man schließen muß, daß der Gleitung eine durch den Flächendruck bewirkte Verschmelzung der Kontaktflächen voranging. Die Versuche wurden in geschlossener, mit staubfreier, künstlich getrockneter Luft gefüllter Kammer vorgenommen. Beim Unterlassen dieser Vorsichtsmaßregel ergaben die Versuche stets wesentlich niedrigere und keineswegs konstante Reibungsziffern. Als Ursache dieser Erscheinung wurde von den Forschern vermutet, daß die Kontaktflächen von der Unterlage des Apparates aus durch Stoffwanderung (creep) verunreinigt wurden. Um den Vorgang der Stoffwanderung näher zu verfolgen, brachte T. K. Hardy in einer Ecke der unteren (ebenen) Reibungsfläche, in einer Entfernung von mehreren Zentimetern von der Berührungsstelle, einen Tropfen Essigsäure auf. Der Tropfen blieb konvex mit scharfen Rändern und erlitt keine sichtbare Veränderung, d. h. er breitete sich nicht über die benetzte Glasplatte aus. Trotzdem sank der Wert der Ziffer der Reibung zwischen Uhrglas und Unterlage sogleich nach erfolgter Aufbringung des Tropfens von 0·92 auf 0·47. Man muß demnach annehmen, daß sich die Essigsäure vom Tropfen aus in Form eines unsichtbaren Films über die Glasoberfläche ausbreitete.

Für die Reibung zwischen chemisch reinen Stahloberflächen ergab sich eine Reibungsziffer von $f = 0{\cdot}74$. Das Kriterium der Reinheit der Oberflächen besteht nach W. B. Hardy „in dem hohen und völlig konstanten Wert der Reibungsziffer", wobei die Frage offen bleibt, ob derart reine Oberflächen mit einer adsorbierten Gasschicht überzogen sind oder nicht. Jedenfalls wurde festgestellt, daß sich die frischen Bruchflächen eines unter Quecksilber gebrochenen Stahlstückes mit einer Amalgamschicht überziehen, wogegen dies bei der Berührung zwischen reinen Stahloberflächen, die bereits mit der Luft in Kontakt waren, nicht der Fall ist. Eine reine Oberfläche ist demnach physikalisch nicht ganz gleichwertig mit einer frischen.

Das Studium der Reibung zwischen geschmierten Oberflächen führte W. B. Hardy zur Unterscheidung zwischen der Schmierung durch Überflutung, Schmierung durch Bildung eines unsichtbaren, primären Films von einem in der Nachbarschaft der Reibungsflächen aufgebrachten Tropfen aus und Schmierung durch Berührung der Oberflächen mit dem Dampf des Schmiermittels. Die Reibungsziffer hängt bei Schmierung der Oberflächen durch einen Film nicht bloß von der chemischen Beschaffenheit

[71]) Nouvelles expériences sur le frottement. Paris 1833.

[72]) W. B. Hardy und Flight Ltn. T. V. Hardy, Note on static friction and on the lubricating properties of certain chemical substances. The Philosophical Magazine. London. Vol. 39, Nr. 223, S. 32–35, July 1919.

des Schmiermittels, sondern auch von jener des geschmierten Körpers ab. Bei Filmschmierung durch Paraffine und deren Derivate ergab sich direkte Proportionalität zwischen der Reibungsziffer und dem Molekulargewicht des Schmiermittels[73]). Die Reibungsziffern, welche sich bei der Filmschmierung eines festen Körpers durch die Glieder einer Paraffinserie ergaben, unterschieden sich von den Reibungsziffern für einen andern, durch die Glieder derselben Serie geschmierten festen Körper bloß durch eine vom Molekulargewicht des Schmiermittels unabhängige Konstante. Bezeichnet f die Reibungsziffer, so gilt

$$f = b - a\,M$$

worin b eine von der chemischen Beschaffenheit des Schmiermittels und der geschmierten Oberflächen

a hingegen eine lediglich von der chemischen Natur des Schmiermittels abhängige Konstante bedeutet.

Erfolgt die Reibung zwischen den geschmierten Oberflächen zweier verschiedener fester Körper mit den Konstanten b_1 und b_2, so gilt

$$b = \frac{b_1 + b_2}{2}$$

Es zeigte sich ferner, daß der Wert der Reibungsziffer von der Menge des Schmiermittels unabhängig ist, soferne die Dicke des Films einen gewissen Grenzwert nicht unterschreitet. Dieser Grenzwert ist in der Dicke (oder, wenn man mit Devaux[74]) den Film als eine einfache Lage von Molekülen betrachtet, in der Dichte) des Films gegeben, welcher sich mit gesättigtem Dampf des Schmiermittels eben noch im Gleichgewicht befindet. Schmiert man eine Oberfläche lediglich dadurch, daß man sie mit dem Dampf des Schmiermittels in Berührung bringt, so nimmt bei höheren Sättigungsgraden die Reibungsziffer in umgekehrtem Verhältnis mit der Zahl der Gramm-Moleküle des Schmiermittels pro Liter Luft ab und erreicht für den gesättigten Dampf ihren Kleinstwert. Es wurde auch festgestellt, daß der Wert der Reibungsziffer sowohl für trockene als auch für filmüberzogene Oberflächen bei Temperaturen von 15° C bis 110° C von der Temperatur unabhängig ist. In dem Augenblick, da ein Schmiermittelfilm aus dem festen in den flüssigen Zustand übergeht, ist die Reibungsziffer gleich Null[75]).

Nach der Wirkung von Films mit verschiedener chemischer Beschaffenheit auf den Wert der Reibungsziffer werden die Flüssigkeiten, aus denen die Films bestehen, als aktiv oder nichtaktiv bezeichnet. Zu den letzteren zählen: Wasser, Ethylalkohol, Ethyläther, Benzin und konzentrierte Ammoniaklösungen. Das Wasser besitzt die bemerkenswerte Eigenschaft, daß es die Wirkung von Films aktiver (reibungsvermindernder) Flüssigkeiten und von ebensolchen Verunreinigungen aufhebt und auf diese Weise die Reibungsziffer erhöht. Es wirkt daher als Antischmiermittel. Ähnlich wirkt auch das Terpentinöl. Zu den aktiven Flüssigkeiten zählen sämtliche im Maschinenwesen verwendeten Schmiermittel, wobei W. B. Hardy aus den Ergebnissen seiner Beobachtungen schließt, daß der Aktivitätsgrad der Schmiermittel mit dem Molekulargewicht zunimmt. Tafel 15 enthält eine Auswahl der von Hardy ermittelten Reibungsziffern der Ruhe für geschmierte Glasoberflächen. Die Ursache des Reibungswiderstandes sucht Hardy in der paarweisen Bindung der zu beiden Seiten der Trennungsfläche gelegenen Moleküle. Diese paarweise Bindung bewirke eine Art Scherfestigkeit entlang der Trennungsfuge. Falls jedoch im Sinne Hardys eine Scherfestigkeit vorhanden ist, müssen wir auch das gleichzeitige Vorhandensein von Zugfestigkeit erwarten, d. h. einen Widerstand gegen Trennung der

[73]) W. B. Hardy und (Miß) J. Doubleday. Boundary Lubrication: The Paraffin Series. Proceedings of the Royal Society, March 1, 1922, S. 550—574.

[74]) Revue générale des Sciences, 4. Februar 1913.

[75]) W. B. Hardy und J. Doubleday. Boundary Lubrication: The Temperature Coefficient. Proceedings of the Royal Society, Sept. 1, 1922, S. 487—492.

einander berührenden Körper durch Abheben. Ein solcher Widerstand wurde jedoch niemals beobachtet. Hardy versucht diese Tatsache durch die Annahme zu erklären, daß die zu beiden Seiten der Trennungsfuge gelegenen Moleküle polarisiert seien. Dank dieser Polarisation wirke der Widerstand nur in tangentieller Richtung. Tatsächlich wurden die beim Gleiten von den Glasflächen abgetrennten Glassplitter

Tabelle 15[76]).

Schmiermittel	Reibungsziffer der Ruhe für Glas auf Glas. Art der Schmierung		
	Film	Schmiere	Überflutung
Essigsäure	0·62	0·73	0·73[77])
Schwefelsäure	0·58	—	0·75
Tripropylamin	0·26	—	0·27
Ölsäure	0·10	0·10	0·17
Kastoröl	0·10	0·10	0·10[78])

doppelt brechend befunden. Das mag zutreffen. Andererseits kann die Polarisation der Moleküle in dem oben angegebenen Sinn nur als Folge des der Gleitung vorangehenden Horizontalschubes angesehen werden. Bevor der Horizontalschub einsetzt, sind auch die Moleküle nicht polarisiert. Trotzdem kann kein Widerstand gegen Abheben festgestellt werden. Die Hardysche Hypothese erklärt demnach die Erscheinungen noch nicht in befriedigender Weise.

Die Sammelschrift „Discussion on lubrication“[79]) beschäftigt sich der Hauptsache nach mit den Ursachen der Abwesenheit eines gesetzmäßigen Zusammenhanges zwischen der Viskosität der Schmiermittel (viscosity) und des Grades ihrer Fähigkeit, die Reibung zu vermindern (oiliness). Die meisten mineralischen Schmieröle sind trotz ihrer hohen Viskosität als Schmiermittel nur dann hinreichend wirksam, wenn die geschmierten Berührungsflächen mit großer Geschwindigkeit aneinander gleiten. In diesem Fall sind nämlich die Berührungsflächen durch eine Flüssigkeitsschicht von beträchtlicher Dicke voneinander getrennt und der Reibungswiderstand besteht lediglich in der innerhalb der Flüssigkeitsschicht auftretenden, durch Viskosität bewirkten Flüssigkeitsreibung. Bei geringer Gleitgeschwindigkeit und hohem Flächendruck fehlt hingegen die trennende Flüssigkeitsschicht und an die Stelle der Flüssigkeitsreibung tritt die statische Reibung mit Filmschmierung. Es wurde festgestellt, daß die reibungsvermindernden Eigenschaften des Films vom Viskositätsgrad des Schmiermittels unabhängig sind und durch die chemische Wechselwirkung zwischen dem Film und den Oberflächen der aneinander gleitenden Körper bedingt werden. Diese Wechselwirkung steht offenbar im Zusammenhang mit der von Hardy beschriebenen und ebenfalls durch chemische Wechselwirkung bedingten Aktivität einer Flüssigkeit. Die Erörterung führte zu dem Ergebnis, daß der Aktivitätsgrad der in

[76]) Nach W. B. Hardy und Flight Ltn. T. V. Hardy, Note on static friction and on the lubricating properties of certain chemical substances. The Philosophical Magazine. London. Vol. 39, Nr. 223. July 1919, S. 44.

[77]) Bei den in der Abhandlung W. B. Hardy und Miß J. Doubleday, Boundary Lubrication: The Paraffin Series. Proceedings of the Royal Society. Series A, Vol. 100, No. A 707. London, März 1922, S. 550, mitgeteilten Versuchen ergaben sich bei der Schmierung durch Überflutung, primären Film und gesättigten Dampf durchwegs nahezu identische Reibungsziffern (z. B. Tabelle III, Glas auf Glas mit Ethylalkohol: 0·6512 — 0·648 — 0·6491, oder Stahl auf Stahl mit Butylalkohol: 0·3922 — 0·3906 — 0·3901).

[78]) Der Verfasser erhielt bei seinen ohne Beobachtung der Hardyschen Vorsichtsmaßregeln durchgeführten Reibungsversuchen mit englischem, raffiniertem Rizinusöl mehrere Stunden nach erfolgter Belastung der Glaskörper eine Reibungsziffer von 0·183.

[79]) Discussion on Lubrication, held at the Imperial College of Science and Technology on November 28th 1919. Proceedings of the Physical Society in London, 1920.

Betracht gezogenen Schmiermittel mit dem Gehalt derselben an ungesättigten Molekülen (unsaturated molecules) wachse. Die Reibungsverminderung sei demnach die Folge einer physikalisch-chemischen Reaktion zwischen den gleitenden Körpern und dem Film.

Die eben mitgeteilten Forschungsergebnisse beseitigen jeden Zweifel an der Tatsache, daß der Reibungswiderstand nicht ein rein mechanischer Widerstand im Sinne Coulombs ist, sondern auf eine physikalisch-chemische Bindung zurückgeführt werden muß. Andererseits lassen sie die Frage offen, worin die Ursache der Proportionalität zwischen Druck und Reibungswiderstand besteht.

b) Die Reibung zwischen chemisch nicht ganz reinen Oberflächen. Nachdem sich die Reibungsvorgänge in der Praxis zwischen verunreinigten Flächen in einer mehr oder weniger staubhältigen Atmosphäre vollziehen, ist es von Interesse zu erfahren, inwieweit man in diesem Fall von einer Proportionalität zwischen Druck und Reibung im Sinne der Formel 9 sprechen kann. Die Versuche des Verfassers über die Reibung zwischen geschmierten und ungeschmierten, glatten und rauhen ebenen Glasflächen führten zu folgenden Ergebnissen: Bei rauhen geschmierten und nicht geschmierten, sowie bei glatten, mit Rizinusöl geschmierten Glasflächen ist die Reibungsziffer bei den in Anwendung gekommenen Flächendrücken von 0·02 bis 10·0 *kg* pro cm^2 ziemlich konstant. In allen anderen Fällen (glatte Glasoberflächen, trocken, mit Wasser oder mit Terpentin geschmiert) wurde die Reibungsziffer außerordentlich veränderlich befunden. Der obere Grenzwert der Reibungsziffer nahm bei trockenen Oberflächen mit zunehmendem Flächendruck merklich zu und erreichte bei Flächendrücken von mehr als 5 *kg* pro cm^2 bisweilen den von W. B. Hardy für die (vom Flächendruck unabhängigen) Ziffern der Reibung zwischen glatten, chemisch reinen Glasoberflächen gefundenen Wert (0·84 bis 1·1). Die Art der Wirkung des Gleitens auf die Gleitflächen ist bei gleichen Flächendrücken je nach der Reibungsziffer verschieden.

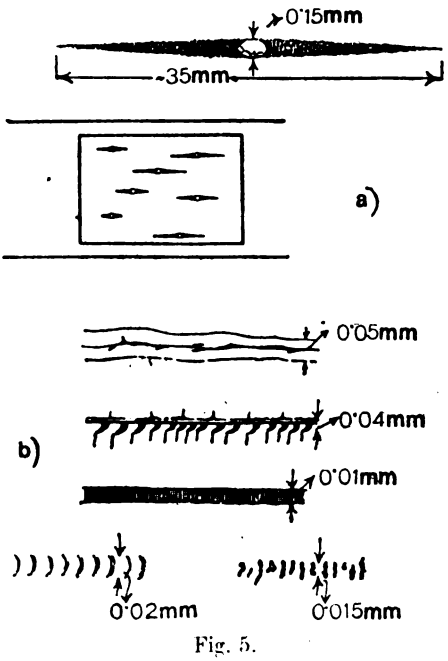


Fig. 5.

A) Bei Reibungsziffern von weniger als 0·20 hinterließ der Gleitvorgang in der Regel keine sichtbare Spur.

B) Bei Reibungsziffern von 0·20 bis 0·35 konnte man zumeist auf den Glasplatten Kratzer mit geraden, parallelen Rändern und einer Weite von etwa 2 μ feststellen.

C) Bei noch höheren Reibungsziffern kam es fast immer zu der von W. B. Hardy beobachteten örtlichen Verschmelzung zwischen der gleitenden Platte und deren Unterlage. Die Fläche der gleitenden Glasplatte zeigte eine keilförmige, aufgerauhte Gleitspur. Ihr entsprach im Spiegelbild auf der Unterlage eine Gleitspur von gleicher Größe und Beschaffenheit. An der Vereinigungsstelle der beiden Keile befand sich stets ein ovaler, heller Fleck mit scharfen Rändern, der unter dem Mikroskop betrachtet einem Tropfen geschmolzenen Glases glich (Fig. 5 *a*). Dieselbe Gleitwirkung stellte sich bei hohen Reibungsziffern auch bei der Schmierung der Gleitflächen mit Wasser oder Terpentin ein.

D) Die Ziffer der Reibung zwischen scharfem Quarzsand und glattem Glas war bei niedrigen Flächendrücken klein (zumeist 0·18 bis 0·20) und die Gleitung hinterließ

keine Spur. Bei Flächendrücken von mehr als 3 *kg* pro cm^2 stieg die Reibungsziffer bis auf 0·5 und die Glasoberfläche zeigte die in Fig. 5 *b* dargestellten Gleitspuren.

E) Bei Schmierung der Gleitflächen mit Rizinusöl erwies sich die Reibungsziffer bei Flächendrücken von 0·1 bis 10 *kg* pro cm^2 als ziemlich konstant und die Gleitung hinterließ keine Spur.

Die außerordentliche Veränderlichkeit der Ziffer der Reibung der Ruhe für glatte, chemisch nicht ganz reine Glasoberflächen und die Mannigfaltigkeit der Gleitspuren läßt auf eine ebenso große Mannigfaltigkeit der Faktoren schließen, welche in diesem Fall den Gleitwiderstand beeinflussen. Schon die vom Verfasser angestellten vorbereitenden Versuche[80]) haben gezeigt, daß zwei aufeinandergelegte Glasplatten niemals miteinander in direkter Berührung stehen, so sorgfältig man sie auch reinigen mag. Stets setzt sich, nach erfolgter Reinigung der Platten,

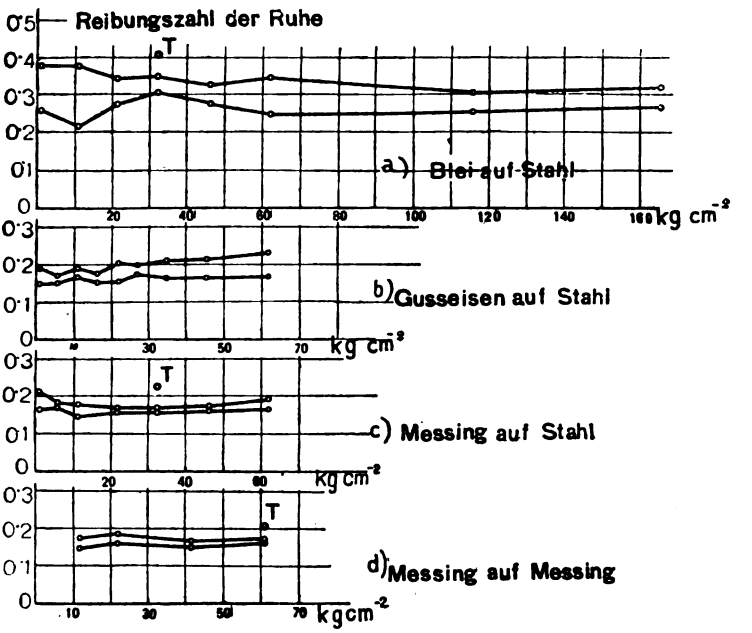


Fig. 6. (Jedes Punktpaar gibt die größte und die kleinste von den Reibungszahlen an, welche bei gegebenem Flächendruck aus den Ergebnissen von zehn aufeinanderfolgenden Versuchen ermittelt wurden.

feiner Staub auf den Glasoberflächen fest und die Staubteilchen verhindern die Berührung der Platten. Aus den Interferenzfarben konnte geschlossen werden, daß die Entfernung zwischen den Platten vor Aufbringung der Belastung niemals kleiner ist als 0·001 *mm* (1 μ). Obendrein sind die Platten trotz sorgfältiger Reinigung nicht chemisch rein, was nach W. B. Hardy bei einem ohne Beobachtung besonderer Vorsichtsmaßregeln vorgenommenen Versuch unvermeidlich ist. Aus dem Vorhandensein der beiden störenden Faktoren Staub- und Filmverunreinigung (contamination) läßt sich die Veränderlichkeit der Reibungsziffer begreifen. Im Fall *A* gleitet die obere Glasplatte nicht auf der unteren Platte, sondern auf den

[80]) Terzaghi, New facts about Surface-Friction. Physical Review, July 1920. Bei Abfassung dieser Arbeit hatte der Verfasser noch angenommen, daß die Forschungsergebnisse Rennies (über die Beziehungen zwischen Flächendruck und Reibungsziffer) u. Seelheims (über die Undurchlässigkeit von Ton bei geringem hydrostatischem Überdruck) auf einwandfreien Beobachtungen beruhen. Die später durchgeführten experimentellen Untersuchungen haben gezeigt, daß dies nicht der Fall ist.

Staubteilchen und der Flächendruck ist nicht groß genug, um die Staubteilchen durch den verunreinigenden Film hindurchzupressen. Der Film ist wirksam und die Reibungsziffer niedrig. Im Fall *B* dringen einige Staubteilchen durch den Film und ritzen die Glasflächen. Im Fall *C* dringen sämtliche Staubteilchen durch den Film in das Glas und die Glasflächen kommen stellenweise miteinander in direkte Berührung. Je nach der Größe der Staubteilchen und ihrer Lage ist die Berührung mehr oder weniger innig und kann sogar zu der nach W. B. Hardy bei chemisch reinen Oberflächen stets erfolgenden örtlichen Verschmelzung führen. Die Reibungsziffer hängt demnach davon ab, wie viele Staubteilchen die Platten voneinander trennen und wo sie sich in Bezug auf die flachen, wellenförmigen Unebenheiten der Oberflächen befinden.

Bei der Reibung zwischen rauhen Oberflächen kommen die Staubteilchen als störende Faktoren in Wegfall, weil die Abmessungen der Höcker und Vertiefungen der Berührungsflächen von höherer Größenordnung sind als jene der Staubteilchen. Auch der zweite Faktor, der Film, scheint keine Störung zu veranlassen, wohl aus dem Grund, weil bei der großen Zahl der Berührungspunkte zwischen den Reibungsflächen der wirkliche Flächendruck verhältnismäßig niedrig ist, so daß der Film auch bei hohen Belastungen intakt bleibt. Die Erfahrung zeigt denn auch, daß die Ziffer der Reibung zwischen rauhen Glasoberflächen ziemlich konstant ist.

In Fig. 6 sind die Ergebnisse von Reibungsversuchen mit verschiedenen Metallen[81]) zur Darstellung gebracht. Es konnte, im Widerspruch mit Rennie, festgestellt werden, daß die Reibungsziffer bei Flächendrücken von 0·15 bis 70 *kg* pro cm^2 vom Flächendruck unabhängig ist. Die Abweichungen der Reibungsziffern vom Mittelwert belaufen sich höchstens auf $\pm$ 15%. Aus der Konstanz der Ziffer der Reibung zwischen ungeschmierten, polierten Metallflächen ist zu entnehmen, daß der Wert dieser Ziffer durch die Anwesenheit von Staubteilchen bei weitem nicht in so hohem Maß beeinflußt wird, als dies bei ungeschmierten, glatten Glasflächen der Fall ist. Die im Vergleich zu $f = 0{\cdot}74$ (für Stahl auf Stahl bei chemisch reinen Oberflächen, nach W. B. Hardy) sehr niedrigen Reibungsziffern deuten an, daß die Schmierung durch Verunreinigung (contamination) in allen Fällen sehr wirksam war, trotzdem die Flächen vor jedem Versuch sorgfältig gereinigt wurden.

c) Die physikalischen Eigenschaften der Schmiermittel-Films. In seiner Arbeit über Schmierung hat W. B. Hardy die Ansicht ausgesprochen, daß sich der Schmiermittelfilm unter dem Einfluß der Moleküle der geschmierten Körper in einem Aggregatzustand befinde, der zwischen fest und flüssig die Mitte hält. Zu demselben Schluß kam der Verfasser durch seine Beobachtungen über das Verhalten von Wasserfilmen[82]). Auf einen Objektträger wurde ein Wassertropfen aufgebracht und mit einem 0·15 *mm* dicken Deckgläschen abgedeckt. Innerhalb weniger Stunden verdunstete das Wasser bei einer Zimmertemperatur von 28° C und es verblieben mehrere graue, von Newtonschen Ringen umgebene Wasserflecke. Unter dem Mikroskop zeigten sich in sämtlichen Wasserflecken kleine Kristallschüppchen. Es sind dies die bereits erwähnten Staubteilchen, welche die unmittelbare Berührung zwischen glatten Glasflächen verhindern. Nachdem die Wasserflecken anscheinend unverändert blieben, trotzdem die Plattenpaare mehrere Tage lang der Sonne und dem Wind ausgesetzt wurden, fertigte der Verfasser vergrößerte Bilder von charakteristischen Partien der Umrisse der Wasserflecken an und verglich sie von Zeit zu Zeit mit den Originalen. Die Beobachtungen erstreckten sich über einige Jahre. Trotzdem konnten nur unbedeutende, anscheinend periodische Veränderungen konstatiert werden. Das Wasser hat im Zustand des Films, zwischen zwei Glasflächen eingeschlossen, eine seiner physikalischen Eigenschaften, die Verdampfbarkeit, verloren. Es ist molekular

[81]) Die Berührungsflächen wurden mit Hämatitpulver zugeschliffen und mit Wasser und Seife reingewaschen.

[82]) Terzaghi, New facts about Surface-Friction. Physical Review, July 1920.

gebunden. Die Dicke des Films konnte aus den Interferenzfarben eingeschätzt werden. Sie betrug 100 $\mu\mu$. Diese Dicke ist gleich dem Zweifachen der Entfernung, auf welche das Glas nach Quincke[83]) imstande ist, durch eine Lage von Silber hindurch den Kontaktwinkel zwischen Silber und einer freien Wasseroberfläche zu beeinflussen.

Auch die Kohäsion trockener Tone läßt sich nur durch das Vorhandensein molekular gebundener Wasserfilme erklären. Die Teilchen eines lufttrockenen Tonkörpers werden lediglich durch die Oberflächenspannung des hygroskopisch gebundenen Wassers zusammengehalten (13. Abschn., *e*). Wäre dieses Wasser normal verdampfbar, so müßte der Würfel im Laufe der Trocknung im Ofen bei 100° C in seine festen Bestandteile zerfallen, denn zu einer chemischen Bindung kommt es bei dieser Temperatur noch nicht. Die Kolloide bleiben reversibel. Der Würfel zerfällt jedoch nicht. Die Erhitzung erhöht vielmehr seine Festigkeit und führt schließlich eine Verschmelzung der Bodenkörner herbei, wobei die scheinbare Kohäsion in wirkliche Kohäsion übergeht. (Siehe 14. Abschnitt.)

Der Reibungswiderstand für geschmierte Flächen ist offenbar gleichbedeutend mit der Scherfestigkeit des Films, welcher die Oberflächen voneinander trennt. Ob sich die Scherfestigkeit lediglich auf jene Teile des Films beschränkt, in welchen derselbe aus einer einzigen Lage von Molekülen besteht, oder ob der Film auch bei größerer Dicke Scherfestigkeit besitzt, läßt sich heute noch nicht entscheiden. Jedenfalls ist die Erhöhung des an den Berührungsflächen wirkenden Druckes stets von einer seitlichen Ausquetschung von Schmiersubstanz begleitet. Nachdem die Moleküle des Schmiermittels in dem engen Spalt zwischen den festen Oberflächen durch die benachbarten Moleküle des festen Körpers teilweise gebunden sind (siehe Zunahme der Viskosität des Wassers in sehr engen Kapillaren, 16. Abschnitt, *f*), so kann die Ausquetschung unmöglich mit großer Geschwindigkeit vor sich gehen und man hätte zu erwarten, daß die Reibungsziffer bei raschem Übergang von niedrigem auf hohen Druck erst nach geraumer Zeit den Wert annimmt, welcher dem gesteigerten Druck entspricht. Tabelle 16 enthält die Ergebnisse eines mit glatten, in einem Rizinusölbad

Tabelle 16[84]).

Zeit in Minuten	Schwellenwert der Reibungsziffer	Anmerkung
0	0	Die Reibungsfläche (Glas auf Glas) war mit Rizinusöl überflutet. Flächendruck 3·2 *kg* pro cm^2. Die Ziffern der ersten Kolonne geben die Zeit an, welche zwischen der Aufbringung des Druckes und der Messung des Reibungswiderstandes verflossen ist.
14	0·079	
19	0·100	
29	0·139	
54	0·168	
94	0·183	
207	0·183	

befindlichen Glasplatten angestellten Reibungsversuches. Schon bei dem ersten, 14 Minuten nach erfolgter Aufbringung der Belastung von 3·2 *kg* pro cm^2 vorgenommenen Reibungsversuch hatte der Reibungswiderstand einen bestimmten, durch die Reibungsziffer 0·079 festgelegten Schwellenwert. Solange die zum Gleiten drängende Tangentialkraft diesen Wert nicht überschritt, hafteten die Platten aneinander, ein Beweis dafür, daß auch schon in diesem Stadium die Platten nicht durch eine flüssige Schicht sondern durch einen halbfesten Film mit Scherfestigkeit voneinander getrennt waren. (Reynolds Boundary Conditions). Nur war 14 Minuten nach Aufbringung der Last die Dicke des Films noch nicht auf das dem Druck entsprechende Maß gesunken.

[83]) Nach Chwolson, Traité de Physique, 1912, I, p. 638.
[84]) Versuche des Verfassers.

d) Die physikalischen Ursachen der Proportionalität zwischen Druck und Reibungswiderstand. Aus den bisher mitgeteilten Versuchsergebnissen geht hervor, daß die Proportionalität zwischen dem Druck und dem Reibungswiderstand sowohl bei glatten als auch bei rauhen Gleitflächen, bei wirksamer als auch bei abwesender Schmierung tatsächlich besteht und lediglich beim Übergang von einer Reibungstype zur andern ausbleibt. Die Abweichungen vom Reibungsgesetz sind auf störende Faktoren (Staubpartikel, Verunreinigungen usw.) zurückzuführen, wie dies an dem Beispiel der Reibung zwischen chemisch nicht ganz reinen Glasoberflächen gezeigt wurde. Jede Reibungstype bildet demnach eine Gruppe von Erscheinungen für sich und jede Gruppe ist durch das Merkmal der Proportionalität zwischen Druck und Reibungswiderstand gekennzeichnet. Es frägt sich nun: Auf welche physikalische Ursache ist die so offenkundige Proportionalität zurückzuführen?

Die beobachteten Erscheinungen haben zu der Schlußfolgerung gedrängt, daß der Reibungswiderstand auf die physikalisch-chemische Wechselwirkung zwischen den miteinander in Berührung stehenden Körpern zurückzuführen ist. Es bildet sich gewissermaßen eine feste oder halbfeste Brücke zwischen den Oberflächen und der Reibungswiderstand stellt die Scherfestigkeit dieser Brücke dar. Hiebei lassen sich zwei Hauptfälle unterscheiden.

A) Die Berührungsflächen sind chemisch rein, d. h. sie sind durch keinen Schmiermittelfilm voneinander getrennt und die Brücke wird durch die gegenseitige Anziehung der zu beiden Seiten der Berührungsfläche gelegenen Moleküle gebildet. Die Scherfestigkeit einer solchen Verbindung kann bei gegebener Beschaffenheit der einander berührenden Körper unmöglich von einem andern Faktor abhängen als von dem Ausmaß der Fläche, über welche sich die molekulare Wechselwirkung erstreckt. Nach den Formeln von Hertz hängt der Flächeninhalt der Berührungsfläche zwischen zwei festen Körpern in hohem Maß von dem Krümmungsradius dieser Flächen ab und wächst obendrein nicht in geradem Verhältnis mit dem Druck P, sondern mit $P^{\frac{2}{3}}$. Falls sich nun die molekulare Wechselwirkung über die gesamte durch die Formeln von Hertz bestimmte Berührungsfläche erstrecken würde, so wäre ein vom Krümmungsradius der Flächen unabhängiges Verhältnis zwischen Druck und Reibung sowie eine einfache Proportionalität zwischen diesen beiden Größen nicht möglich. Der Verfasser nimmt infolgedessen an, daß die Hertzschen Formeln lediglich das Ausmaß der Fläche (Bruttokontaktfläche) bestimmen, innerhalb welcher sich die wesentlich kleineren, inselförmigen Stellen wirklichen Kontaktes befinden. Das Ausmaß der Flächen wirklichen Kontaktes sei als Nettokontaktfläche bezeichnet.

Um das Ausmaß der Nettokontaktfläche einzuschätzen, sei zunächst festgestellt, daß die Scherfestigkeit der Brücke höchstens so groß sein kann wie die Scherfestigkeit der durch die Brücke miteinander verbundenen Materialien. Nun hat, wie erwähnt, W. B. Hardy gefunden, daß die Reibungsziffer für chemisch reine, glatte Glasoberflächen 0·84 bis 1·1 und für reine Stahloberflächen 0·74 beträgt. Es ist kaum anzunehmen, daß sich für die Reibung zwischen den reinen Oberflächen anderer Körper kleinere Werte als 0·5 ergeben werden. Die Ziffern der Reibung zwischen zwei Metallflächen, von denen die eine aufgerauht ist und auf die andere wie eine Feile wirkt, betragen 0·4 bis 0·6. Wenn nun eine rauhe Fläche auf eine glatte wie eine Feile wirkt, so kann keine Gleitung erfolgen, bevor nicht die Scherfestigkeit σ_τ pro cm^2 des weicheren Materiales auf der gesamten Nettokontaktfläche F_n überwunden wurde, weil ja die Vorsprünge der rauhen Oberfläche wie Zähne in den Körper mit glatter Oberfläche eingreifen. Der Druck p pro Flächeneinheit der Nettokontaktfläche beträgt $P:F_n$, wobei P den Gesamtdruck bezeichnet. Nennt man f die Reibungsziffer, so beläuft sich der Reibungswiderstand W nach Formel 9 auf $P f = F_n \sigma_\tau$. Aus dieser Beziehung ergibt sich

$$P = \frac{F_n \sigma_\tau}{f} \text{ und } p = \frac{P}{F_n} = \frac{\sigma_\tau}{f} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (10)$$

Nun liegt die Reibungsziffer im vorliegenden Fall zwischen den Grenzen 0·4 und 0·6 und beträgt im Mittel 0·5. Der Druck pro Flächeneinheit der Nettokontaktfläche beläuft sich demnach auf

$$p = \frac{\sigma_t}{0{\cdot}5} = 2\,\sigma_t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (11)$$

Der Wert $2\,\sigma_t$ ist von der Größenordnung der Druckfestigkeit des Materiales. Nachdem bei glatten Oberflächen die Reibungsziffer gleich oder größer ist als 0·5, liegt es nahe anzunehmen, daß auch bei glatten Oberflächen der Druck pro Flächeneinheit der Nettokontaktfläche von der Größenordnung der Druckfestigkeit des weniger widerstandsfähigen Materiales sei. Mit Hilfe dieser Annahme erklärt sich die Proportionalität zwischen Druck und Reibungswiderstand für glatte Berührungsflächen. Wie glatt zwei Flächen auch sein mögen, so sind sie doch im Verhältnis zum Durchmesser der Wirkungssphäre eines Moleküls als uneben zu betrachten und berühren sich bei sehr geringem Druck nur in drei Punkten. Wenn man den Druck steigert, so vergrößern sich die anfangs punktförmigen Berührungsstellen. Der Druck kann jedoch von einer Oberfläche auf eine andere nur von Molekül auf Molekül übertragen werden, wobei die Wirkungssphären der zu beiden Seiten der Trennungsfuge gelegenen Moleküle ineinandergreifen müssen. Der Verfasser nimmt nun an, daß dieses Ineinandergreifen eine Änderung in der Orientierung der Achsen der betroffenen Moleküle erfordere und daß diese Änderung nur unter dem Einfluß eines Druckes von der Größenordnung der Druckfestigkeit des Materiales zustande kommen könne. Die Druckfestigkeit kann nicht überschritten werden, denn eine weitere Steigerung des Flächendruckes bewirkt ein „Fließen" des Materiales und damit eine Vergrößerung der Nettokontaktfläche F_n. Man könnte demnach den Flächeninhalt der Nettokontaktfläche einschätzen, indem man den Gesamtdruck P durch die Druckfestigkeit des weicheren Materiales dividiert. Sie beläuft sich auf einen kleinen Bruchteil der durch die Hertzschen Formeln festgelegten Bruttokontaktfläche, nimmt in geradem Verhältnis mit dem Flächendruck zu und ist zum Unterschied von der Bruttokontaktfläche vom Krümmungshalbmesser unabhängig.

Der Reibungswiderstand ist im Sinne unserer Auffassung mit der Scherfestigkeit der Brücke identisch, welche an der Berührungsstelle zustande kommt. Nun ist eine Scherfestigkeit ohne Zugfestigkeit nicht gut denkbar. Trotzdem wirkt der Reibungswiderstand erfahrungsgemäß bloß dem Gleiten, nicht aber dem Abheben der einander berührenden Körper entgegen. Dieser Widerspruch wird durch den in Fig. 7 dargestellten Sachverhalt aufgeklärt. $a\,b\,c$ stellt die konvexe Oberfläche eines aus plastisch deformierbarem Material, etwa aus Blei, bestehenden Höckers dar. Setzt man diesen Höcker durch Niederpressen mit einem Kolben unter Druck, so wird die Oberfläche $a\,b\,c$ des Höckers ausgeflacht $(a_1 b_1 c_1)$, wobei der Höcker sowohl elastische als auch unelastische Formänderungen erleidet. Die Fläche $a_1\,b_1\,c_1$ stellt die Nettokontaktfläche zwischen Kolben und Höcker dar, weil die Druckbeanspruchung in jedem Punkt dieser Fläche der Fließgrenze gleichkommt. Die zu beiden Seiten der Trennungsfläche gelegenen Moleküle ziehen einander an, so daß die molekulare Bindung zwischen den einander berührenden Oberflächen nicht bloß in tangentieller Richtung, sondern auch in der Richtung der Flächennormalen wirksam ist. Entlastet man nun die Fläche $a_1\,b_1\,c_1$, indem man den Kolben hochgehen läßt, so wirken auf die innerhalb der Fläche $a_1\,b_1\,c_1$ gelegenen Moleküle des Höckers zwei Gruppen von Kräften: die Anziehung durch die jenseits der Trennungsfläche gelegenen Moleküle des Kolbens und die elastischen Nahkräfte mit der Tendenz, die

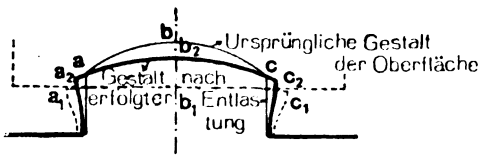


Fig. 7.

Krümmung der Höckeroberfläche teilweise wieder herzustellen (Oberfläche $a_2 b_2 c_2$). Der im Bereich der Berührungsfläche herrschende Spannungszustand läßt sich mit den in Gußstücken auftretenden Gußspannungen vergleichen. Falls die Kohäsion auch nur um weniges größer ist als die Adhäsion, so öffnet sich die Fuge zwischen Höcker und Kolben unter dem Einfluß der elastischen Nahkräfte im Laufe der Entlastung und die Nettokontaktfläche wird neuerdings außerordentlich klein im Verhältnis zum Ausmaß der Nettokontaktfläche bei voll wirksamem Druck. Ähnliches muß sich auch in kleinem Maßstab an den Höckerchen ereignen, an denen sich die gepreßten Körper bei einem einfachen Reibungsversuch berühren. Will man den Widerstand der Körper gegen Abheben messen, so muß man zunächst den Flächendruck zu Null machen. Während des Entlastungsvorganges wölben sich die Flächen, die zur Zeit der Wirksamkeit des Druckes völlig aneinander paßten, und die Nettokontaktfläche wird neuerdings verschwindend klein. Die Abwesenheit eines meßbaren Widerstandes gegen Abheben spricht also keineswegs gegen die Annahme, daß die Körper vor erfolgter Entlastung aneinander hafteten, und besagt lediglich, daß in jedem der beiden aneinander gepreßten Körper die Kohäsion etwas größer ist als die Zugfestigkeit der Brücke.

B) Die Berührungsflächen sind durch einen Schmiermittelfilm voneinander getrennt. Nachdem die Druckübertragung von einem Körper auf den andern durch den Film erfolgt, muß der Film Druckfestigkeit besitzen. Wenn sich, was anzunehmen ist, die Scherfestigkeit des molekular gebundenen Films auf einen bestimmten Bruchteil seiner Druckfestigkeit beläuft, so müßte ebenfalls einfache Proportionalität zwischen Druck und Reibungswiderstand bestehen, was erfahrungsgemäß tatsächlich der Fall ist. Nun ist der Wert des Quotienten aus dem Reibungswiderstand und dem Druck für geschmierte Oberflächen wesentlich kleiner als für chemisch reine, denn sie schwankt je nach der chemischen Beschaffenheit des Schmiermittels (Grad der Aktivität desselben) zwischen den Grenzen 0·05 und 0·3 (am häufigsten 0·15 bis 0·25). Der Verfasser erklärt diese Tatsache durch die Annahme, daß sich die Moleküle des Schmiermittels unter dem Einfluß der benachbarten Moleküle des festen Körpers mit ihrer Hauptachse senkrecht zu den Berührungsflächen der festen Körper einstellen. Für die Moleküle von Films, welche die freie Oberfläche einer Flüssigkeit überziehen, wurde eine solche Gesetzmäßigkeit in der Orientierung der Hauptachsen durch die Forschungen von N. K. Adams[85]) und von J. Langmuir[86]) bereits einwandfrei dargetan und es ist naheliegend, eine ähnliche Gesetzmäßigkeit im Aufbau von Films vorauszusetzen, welche die Oberfläche fester Körper überziehen. Die größte bisher festgestellte Reibungsziffer ist jene der Reibung zwischen ungeschmierten, chemisch reinen Glasoberflächen (0·84 bis 1·1). Die Moleküle des Glases sind richtungslos angeordnet, nachdem das Glas eine unterkühlte Flüssigkeit darstellt. Die reibungsvermindernde Wirkung der Schmiermittel wäre demnach auf den Umstand zurückzuführen, daß die mit der Richtung der Flächennormalen der Berührungsflächen sich deckende Richtung der Hauptachsen der Moleküle der Schmiermittelfilms die Richtung des größten Widerstandes und die hiezu senkrechten Richtungen solche des kleinsten Widerstandes darstellen. Auch in den gesetzmäßig aufgebauten Kristallen ist der Trennungswiderstand nach verschiedenen Richtungen verschieden.

Die von W. B. Hardy festgestellte Unabhängigkeit der Reibungsziffer von der Schmiermittelmenge führt der Verfasser auf dieselbe Ursache zurück wie die Unabhängigkeit der Reibungsziffer von der Temperatur. Nachdem das Ausmaß der Nettokontaktfläche durch die Druckfestigkeit des Materiales bestimmt ist, hat die Änderung der Druckfestigkeit lediglich eine Änderung im Ausmaß der Nettokontaktfläche zur

---

[85]) Molecular structure of thin Films of Palmitic Acid on water. Proceedings of the Royal Society, July 1st, 1921, S. 336–351.

[86]) Chemical reactions on Surfaces. Transactions of the Faraday Society, May 1922, S. 607–620.

Folge und die Reibungsziffer bleibt unverändert. Beim Übergang eines Films aus dem festen in den flüssigen Zustand ändert sich die Anordnung der Moleküle innerhalb des Films sprunghaft. Der Molekülverband, der bis zu diesem Augenblick bestanden hat, löst sich vorübergehend auf und nachdem der Reibungswiderstand auf der gegenseitigen Bindung der Moleküle beruht, muß er während dieses Ereignisses vorübergehend zu Null werden. Dies wurde durch W. B. Hardy auf experimentellem Weg bewiesen.

Mit der Aufhebung des Druckes verschwindet die elastische Formänderung der durch den Schmiermittelfilm voneinander getrennten Oberflächen und damit wird auch der durch den Film hergestellte Zusammenhang zwischen den einander berührenden festen Körpern zum größten Teil wieder gelöst, ähnlich wie dies bei der Bindung zwischen nicht geschmierten Oberflächen der Fall ist. Damit erklärt sich die scheinbare Abwesenheit eines Widerstandes gegen Abheben zweier einander berührender fester Körper mit geschmierten Oberflächen. Falls jedoch einer der beiden Körper selbst bei sehr niedrigem Flächendruck vornehmlich unelastische Formänderungen erleidet, so sollte man erwarten, daß sich die Reibungsziffer bei abnehmendem Druck nicht in demselben Maß vermindert, wie es das Reibungsgesetz erfordert. Um die Richtigkeit dieser Vermutung zu überprüfen, ermittelte der Verfasser die Reibungsziffer zwischen einer glatten Glasfläche und einem mit Rizinusöl überfluteten Paraffinprisma. Bei zunehmendem Druck wurde die Reibungsziffer als nahezu konstant und gleich 0·18 befunden. Sodann wurde der Druck von 6 *kg* pro cm^2 auf 2 *kg* pro cm^2 herabgemindert und 24 Stunden später die Reibungsziffer bestimmt. Sie betrug 0·44, also mehr als das Doppelte des normalen Wertes. Weitere 24 Stunden nach diesem Gleitversuch wurde der Versuch wiederholt und lieferte den normalen Wert von 0·18.

Nach den im Maschinenbetriebswesen mit Schmiermitteln gemachten Erfahrungen büßen die Schmiermittel bei sehr hohen Flächendrücken ihre reibungsvermindernden Eigenschaften teilweise ein. Man kann sich diese Tatsache durch den Umstand erklären, daß bei sehr hohen Flächendrücken die Unebenheiten einer jeden Oberfläche so tief in die andere Oberfläche eingepreßt werden, daß die Gleitung nur mehr stellenweise innerhalb des Schmiermittelfilms, stellenweise hingegen durch die Abscherung der zahnartig eingreifenden Unebenheiten erfolgt[87]). Man kann die Kante eines harten Körpers derart sanft über die glatte, geschmierte Oberfläche eines weicheren hingleiten lassen, daß der Schmiermittelfilm nicht verletzt wird, und der Versuch liefert die Ziffer der Reibung für wirksame Schmierung. Preßt man hingegen die Kante gegen die ebene Oberfläche, so dringt sie in dieselbe ein, der weichere Körper wird geritzt und es ergibt sich für die Reibungsziffer ein wesentlich höherer Wert. Beim Übergang von wirksamer zu unwirksamer Schmierung besteht die vom Reibungsgesetz geforderte Proportionalität zwischen Druck und Reibungswiderstand nicht. Ebenso verliert das Reibungsgesetz bei sehr geringen Drücken seine Gültigkeit, denn bei der Berührung zweier Körper treten die adsorbierten (d. h. molekular gebundenen) Filme miteinander in molekulare Wechselwirkung und es entsteht auch dann eine Verbindung zwischen den Berührungsflächen, wenn der an diesen Flächen übertragene Druck gleich Null ist[88]). Bei einem Druck Null ist demnach die Reibungsziffer gleich Un-

[87]) Ob es auch bei Verwendung sehr aktiver Schmiermittel zu einer vollständigen Verdrängung des Films durch hohen Flächendruck kommen könne, bleibe vorläufig dahingestellt. Die teilweise Aufhebung der reibungsvermindernden Wirkung der Schmiermittel durch sehr hohe Flächendrücke ist eine dem Maschineningenieur bekannte Tatsache. Nachdem die chemisch-physikalische Wechselwirkung zwischen Schmiermittel und festem Körper eine sehr komplexe, ihrem Wesen nach noch nicht ganz durchschaute Erscheinung darstellt, muß man sich vorläufig mit einer Feststellung des Sachverhaltes bescheiden.

[88]) H. Chatley (Cohesion. Phil. Mag., Aug. 1920, S. 213–217) nimmt an, die Haftfestigkeit zwischen zwei festen, ohne Druck einander berührenden Körpern sei gleich der Anziehungskraft zwischen einem Molekülpaar (one intermolecular cohesion-bond). Verfasser ist der Ansicht, daß es bei druckloser Berührung zweier Körper zu einer direkten Wechselwirkung zwischen den Molekülen dieser Körper überhaupt nicht kommen könne, weil die Oberflächen fester Körper in lufterfülltem Raum mit adsorbierten Gasschichten überzogen sind, und daß die Haftfestigkeit durch die Wechselwirkung zwischen den letzteren hervorgebracht wird.

endlich und nimmt erst mit zunehmendem Druck ihren normalen Wert an. Obendrein muß sich bei einem Druck Null die Verbindung zwischen den beiden Körpern nicht bloß in einem Widerstand gegen Gleiten, sondern auch in einem meßbaren Widerstand gegen Abheben äußern, weil es in diesem Fall zu den elastischen Formänderungen, welche im Sinne der vorangegangenen Ausführungen die Messung der Zugfestigkeit der Brücke unmöglich machen, gar nicht kommt. Die beim Druck Null wirksame Reibung sei in der Folge die „Nullreibung" oder „Anfangsreibung" genannt. Sie entgeht infolge ihrer außerordentlichen Kleinheit bei Reibungsversuchen mit makroskopischen Körpern dem Beobachter, spielt jedoch bei der Reibung in Pulvern mit mikroskopisch kleinen Teilchen infolge der großen Zahl der Berührungspunkte eine wichtige Rolle (10. Abschn.). In Fig. 8 ist die Beziehung zwischen Druck und Reibungsziffer schematisch dargestellt.

Nachdem die bei hohen Flächendrücken auftretende örtliche Ausschaltung der reibungsvermindernden Wirkung der Schmiermittelfilms an das Vorhandensein von Unebenheiten gebunden ist, welch letztere keineswegs gesetzmäßig über die Berührungsflächen verteilt sind, so ist die Reibungsziffer für die in der Praxis vorkommenden verunreinigten oder geschmierten, mehr oder weniger unebenen Flächen nicht absolut konstant, sondern bloß durch einen Mittelwert festgelegt. Die Abweichungen vom Mittelwert betragen den Ergebnissen der Versuche mit rauhen Glasoberflächen und mit polierten Metallflächen (Fig. 6) zufolge $\pm$ 15% und sind ein Maß für den Einfluß der Unregelmäßigkeiten in der Verteilung der Unebenheiten auf den Wert der Reibungsziffer.

Das Eindringen des Vorsprunges einer Oberfläche in eine andere stellt eine bleibende Formänderung dar und benötigt im Gegensatz zu den rasch eintretenden elastischen Formänderungen mehr oder weniger geraume Zeit. Dies steht im Einklang mit der Tatsache, daß die Ziffer der Reibung zwischen nicht geschmierten, jedoch chemisch nicht ganz reinen Metallflächen mit der Gleitgeschwindigkeit abnimmt[89]). Je größer die Gleitgeschwindigkeit, desto weniger Zeit ist für das Ineinanderdringen der Oberflächen verfügbar und desto kleiner ist daher der Bruchteil der Nettokontaktfläche, an welchem die Abscherung an die Stelle der Gleitung tritt[90]). Bei seinen eigenen, mit Metallen vorgenommenen Reibungsversuchen konnte der Verfasser feststellen, daß der Reibungswiderstand 48 Stunden nach erfolgter Aufbringung des Druckes stets größer war als der größte, fünf Minuten nach der Aufbringung der Belastung gemessene Schwellenwert (Punkte T in Fig. 6).

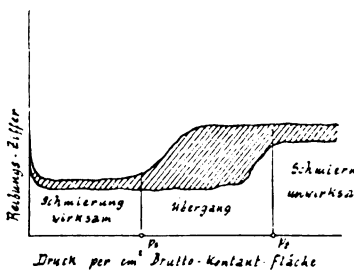


Fig. 8.

Die Einsicht in die physikalischen Ursachen der Proportionalität zwischen Druck und Reibungswiderstand und in die in Fig. 8 graphisch dargestellten Abweichungen vom Reibungsgesetz Formel 9 bildet die Grundlage für die Beurteilung der in pulverförmigen Massen zu erwartenden Reibungserscheinungen. In kolloidhaltigen Bodenarten (Lehmen und Tonen) ist die Zahl der Punkte der Druckübertragung pro Flächeneinheit des Querschnittes außerordentlich groß, so daß der Druck pro Be-

[89]) Siehe z. B. das von Professor Franke aus den Versuchsdaten von Poirée abgeleitete Gesetz $f = 0{\cdot}290 \,.\, e^{-\frac{c}{50}}$ für die Reibung von Gußeisen auf Stahl bei trockenen Oberflächen, worin c die Umfangsgeschwindigkeit in Metern bedeutet (Zivilingenieur, 1882). Siehe auch die Ziffern der Reibung der Bewegung in Försters Taschenbuch für Bauingenieure, 3. Aufl., 1920, S. 146.

[90]) Nach S. Fuchs (Physikalische Zeitschrift, 1. April 1921, S. 213—218) ist der Wert der Reibungszahl der Bewegung für trockene Metallflächen durch die Viskosität des zwischen den Gleitflächen eingeschlossenen Luftfilms festgelegt. Nachdem jedoch dieser Wert bei geringen Geschwindigkeiten auch von der chemischen Beschaffenheit der reibenden Körper abhängt, kann diese Auffassung zum mindesten für geringe Gleitgeschwindigkeiten nicht restlos zutreffen.

rührungsstelle auch bei hohen Flächendrücken sehr klein ist. Es lassen sich demnach die von Hardy aus Versuchen mit makroskopischen Körpern abgeleiteten Ergebnisse hinsichtlich des Einflusses der Wasserschmierung auf die Größe des Reibungswiderstandes nicht ohne weitere Prüfung bei der Erörterung der in feuchten Lehmen und Tonen auftretenden inneren Reibungswiderstände benützen, denn nach Fig. 8 ist die Gültigkeit des Reibungsgesetzes auf bestimmte Druckintervalle beschränkt. Bevor wir jedoch auf diese Frage näher eingehen, sei das Wesen der Reibung in pulverförmigen Massen erörtert.

e) Die innere Reibung in pulverförmigen Massen. Sie ist keine einfache, sondern eine komplexe Erscheinung, weil in solchen Massen eine Gleitung nach einer zusammenhängenden Fläche, wie sie bei der Reibung zwischen festen Körpern mit glatten Oberflächen stattfindet, infolge der Beweglichkeit der Körner und des zahnartigen Ineinandergreifens derselben nicht zustande kommen kann. Jede Gleitung innerhalb einer pulverförmigen Masse erfordert eine Strukturänderung und die Strukturänderung erfordert die drehende und kippende Bewegung von Körnern. Der Widerstand gegen Gleitung ist demnach nicht bloß durch die an den Berührungsstellen der Körner wirksame Flächenreibung, den Reibungswiderstand, sondern auch durch die statischen Widerstände gegen eine Lagenänderung der Körner, den Strukturwiderstand, bedingt. Letzterer hängt nicht bloß in hohem Maß von der relativen Dichte der Masse und der Form der Körner, sondern auch von der Art der Formänderung ab, in deren Verlauf die Reibungswiderstände geweckt werden. Mit Rücksicht auf die Art der Formänderung unterscheidet der Verfasser[91]) zwei Haupttypen der inneren Reibung in pulverförmigen Massen:

A) Den Widerstand der inneren Reibung im engeren Sinne des Wortes, welcher bei einer räumlichen Formänderung der Masse (Stauchung oder Streckung) geweckt wird. Eine solche Formänderung ist von einer in der ganzen Masse vor sich gehenden Strukturänderung begleitet. Mit der Strukturänderung (gegenseitigen Kornverschiebung) nimmt auch die Ziffer der inneren Reibung zu. Sie hat demnach keinen eindeutig bestimmten Wert, sondern sie wächst von einem Anfangswert f_0 mit zunehmender Formänderung bis auf einen Maximalwert f_{II}, den sie erfahrungsgemäß nicht überschreiten kann. Der Maximalwert hängt von der Beschaffenheit der Körner und der relativen Dichte der Masse ab.

B) Der Widerstand der Masse gegen Trennung nach einer Fläche oder der Gleitwiderstand. Dieser Widerstand tritt in losen, körnigen Massen nur dann auf, wenn die Umstände, unter denen die Formänderung vor sich geht, die Notwendigkeit einer Trennung nach einer Fläche bedingen. Dies ist beispielsweise in der kohäsionslosen Hinterfüllung einer ausweichenden Stützmauer der Fall. Die Gleitflächenbildung in losen Massen mit derben Körnern erfordert weitgehende Auflockerung des Gefüges im Bereiche der Gleitzone (22. Abschn., *a* und *d*) und für den Wert der Ziffer f_1 des Gleitwiderstandes gilt bei Sanden $f_0 < f_1 < f_{II}$.

Die Belastung einer pulverförmigen Masse erzeugt eine Abnahme des Porenvolumens. Falls die Poren der Masse mit Wasser gefüllt sind, so äußert sich die Abnahme des Porenvolumens in einer Ausquetschung von Wasser. Bei sehr geringer Durchlässigkeit der Masse (Lehme und Tone) geht die Ausquetschung des Wassers langsam vor sich. Der Außendruck erzeugt zunächst einen hydrostatischen Überdruck im Porenwasser (Gefällsdifferenz zwischen dem Inneren und der Oberfläche der Masse) und der Überdruck sinkt erst im Laufe längerer Zeit auf den Wert Null herunter (IV. Hauptstück). In jedem Zeitpunkte ist der auf eine gedachte Schnittfläche wirkende Einheitsdruck gleich der Summe aus dem hydrostatischen Überdruck des Porenwassers und der in der festen Phase des Ton-Wassergemenges herrschenden Druckspannung. Nachdem der Reibungswiderstand lediglich durch die in der festen Phase des Gemenges

[91]) Terzaghi, Old Earthpressure Theories and New Test Results. Eng. News-Rec., 30. Sept. 1920, S. 632–637, u. Erwiderung auf Jacob Felds paper in Pap. a. Disc., Am. Soc., August 1923.

herrschende Druckspannung bedingt wird, liefern die vor Eintritt der stationären Zustandes (hydrostatischer Überdruck im Porenwasser gleich Null) vorgenommenen Reibungsversuche nicht den wahren Wert f der Reibungsziffer (Ziffer der statischen Reibung), sondern einen kleineren Wert f_x (Ziffer der hydrodynamischen Reibung), dessen Größe von dem im Porenwasser herrschenden Überdruck abhängt. Je nach der Größe dieses Überdruckes, d. h. je nach dem Zeitpunkt, zu welchem der Reibungsversuch vorgenommen wird, kann f_x bei gegebenem Flächendruck und gegebenem Material alle Werte von 0 bis f annehmen. Man hat daher bei Lehmen und Tonen zwischen statischem und hydrodynamischem inneren Reibungswiderstand sowie zwischen statischem und hydrodynamischem Gleitwiderstand zu unterscheiden. In wasserdurchtränkten Sanden wird der Wert des hydrostatischen Überdruckes im Porenwasser schon im Laufe weniger Sekunden nach erfolgter Aufbringung der Last gleich Null. Für Sande ist demnach die Unterscheidung zwischen statischer und hydrodynamischer Reibung gegenstandslos. Bei Lehmen und Tonen nimmt hingegen der Ausgleich der hydrodynamischen Spannungen je nach der Durchlässigkeit des Materiales, dem Druck und den Abmessungen des gepreßten Körpers Tage bis Jahre in Anspruch und muß dieser Umstand sowohl bei der Vornahme von Reibungsversuchen als auch im Tiefbau bei der Beurteilung der in wenig durchlässigen Massen herrschenden Reibungsverhältnisse berücksichtigt werden.

f) Die Reibung im Sand. An dieser Stelle seien bloß der Widerstand gegen Gleitung des Sandes an festen Körpern und der innere Gleitwiderstand behandelt, weil sich der Widerstand der inneren Reibung nur auf indirektem Weg feststellen läßt. Die herkömmliche Methode zur Bestimmung der Ziffer des Gleitwiderstandes (Widerstand eines mit Sand gefüllten Rahmens gegen Gleiten auf der ebenen Oberfläche einer Sandmasse) liefert keine einwandfreien Ergebnisse, weil die Bewegung des Rahmens nicht ein flächenhaftes Gleiten von Sand auf Sand, sondern eine Stauchung der Sandmasse herbeiführt. Das Am. Found. Comm. bediente sich zur Bestimmung des Gleitwiderstandes eines zylindrischen Apparates mit einem Durchmesser von 30 *cm*, in dessen Boden eine um die senkrechte Achse des Apparates drehbare und auf Stahlkugeln gelagerte Scheibe eingebaut war[92]). Die Scheibe war entweder glatt (Bestimmung der Ziffer der Reibung zwischen Sand und Stahl) oder mit strahlenförmig angeordneten Rippen versehen, so daß sie bei der Drehung den Sand mitnahm (Bestimmung des Gleitwiderstandes). Der Apparat wurde bis zu einer Höhe von 12 *cm* mit Sand gefüllt und die Sandoberfläche durch den Kolben einer Festigkeitsmaschine belastet. Die Drehung der Scheibe wurde durch einen Öldruckapparat bewirkt und der Reibungswiderstand aus dem Widerstand der Scheibe gegen Drehung berechnet.

Sämtliche vom Am. Found. Comm. bisher veröffentlichten Versuchsergebnisse wurden mit Ottawa-Standard-Sand (Quarzsand, Korngröße 0·5 bis 0·9 *mm*) gewonnen. Die zahlreichen zur Bestimmung der Ziffer der Reibung von Sand auf Stahl vorgenommenen Versuche[93]) haben gezeigt, daß die Reibungsziffer bei extremen Wassergehalten des Sandes (0% und 20%) niedriger sind als bei den mittleren Wassergehalten von 5%, 10% und 15%. So schwankte der Wert der Reibungsziffer für trockenen Sand zwischen den Grenzen von 0·13 bis 0·17; bei Wassergehalten von 5 bis 15% zwischen 0·20 und 0·25 und bei 20% zwischen 0·18 und 0·24. Die Abweichungen der extremen Werte vom Mittelwert sind für Sand auf Stahl etwa ebenso groß wie die aus Fig. 6 ersichtlichen Abweichungen der Ziffern der Reibung von Metall auf Metall vom Mittelwert. Nachdem der Wassergehalt, bei welchem sich die größten Reibungsziffern ergaben, ungefähr mit dem Wassergehalt übereinstimmt, bei dem der feuchte Sand die größte Kohäsion aufweist, vermutet der Verfasser, daß der Reibungswiderstand durch die zwischen dem Sand und der Stahloberfläche wirksame Oberflächenspannung des Kapillarwassers beeinflußt worden ist. Der

[92]) Pap. a. Disc., Am. Soc., Jan. 17th, 1917, Fig. 1.
[93]) Pap. a. Disc., Am. Soc., Jan. 17th, 1917, Fig. 10.

bedeutende Unterschied zwischen den Werten der Ziffer der Reibung zwischen Stahl und trockenem, beziehungsweise gesättigtem Sand zeigt an, daß die Oberflächen nicht chemisch rein waren, so daß das Wasser im Sinne W. B. Hardys als Antischmiermittel wirkte.

Der Verfasser erhielt für die Ziffer der Reibung zwischen einer nicht ganz glatten Stahloberfläche (Oberfläche eines mit feinstem Schmirgelpapier gereinigten Stahlbandes) und einer dünnen Schicht trockenen, pulverisierten Quarzes durch einfachen Gleitversuch bei einer Serie von zehn Versuchen Werte von 0·348 bis 0·40 und nach erfolgter Überflutung des Stahlbandes mit Wasser bei einer Serie von zehn Versuchen Werte von 0·383 bis 0·45, also wesentlich höhere Werte als das Am. Found. Comm. Der Flächendruck belief sich bei sämtlichen Versuchen auf 2 *kg* pro cm^2. Aus diesen Versuchsergebnissen ist zu entnehmen, daß die Ziffer der Reibung von der Beschaffenheit des Sandes und der Stahloberfläche abhängt und durch die Anwesenheit von Wasser eine Zunahme erfährt. Die vom Verfasser konstatierten Abweichungen der Ziffern vom Mittelwert sind von derselben Größenordnung wie jene der Ziffern der Reibung von Metall auf Metall.

Das Am. Found. Comm. hat auch den Einfluß wiederholter Be- und Entlastung auf die Ziffer der Reibung von Sand auf Stahl studiert. Zu diesem Zweck wurde die Belastung des Sandes 5-mal von 0 auf 18 bis 21 *kg* pro cm^2 gesteigert und wieder auf 0 verringert. Nach fünfmaliger Be- und Entlastung lieferten die mit feuchtem Sand durchgeführten Reibungsversuche für niedrige Flächendrücke vielfach bedeutend höhere Reibungsziffern als die bei der erstmaligen Steigerung der Belastung vorgenommenen Bestimmungen. Mit zunehmenden Flächendrücken nahmen jedoch die Unterschiede zwischen den Reibungsziffern rasch ab, so daß bei Flächendrücken von 14 bis 21 *kg* pro cm^2 der Wert der Reibungsziffer von der Anzahl der vorangegangenen Belastungszyklen unabhängig war. Nachdem an eine durch wiederholte Belastung herbeigeführte Adhäsion zwischen Quarzsand und Stahl wohl nicht gedacht werden kann, schließt der Verfasser aus dem Ergebnis der Versuche, daß auch in diesem Fall die Adhäsion durch die Oberflächenspannung des Wassers erzeugt wurde. Bei der durch wiederholte Be- und Entlastung herbeigeführten Verdichtung der Sandstruktur vergrößerte sich das Ausmaß der freien Oberfläche des Kapillarwassers und mit ihm die Größe des bei der Entlastung auftretenden Kapillardruckes. Sobald man den Druck überschritt, durch den die Verdichtung herbeigeführt wurde, nahm auch die Reibungsziffer wieder den normalen Wert an.

Durch die Ergebnisse der zur Bestimmung der Ziffer des inneren Gleitwiderstandes vorgenommenen Versuche kam das Am. Found. Comm. zu dem Schluß, daß man zwischen dem Widerstand der Sandmasse gegen die erste meßbare Verschiebung der Körner gegeneinander (incipient motion) und jenem gegen Trennung nach einer Gleitfläche (actual motion) unterscheiden müsse. Unter der ersten meßbaren Verschiebung hat man eine Bewegung zu verstehen, deren Ausmaß nur einen Bruchteil des Korndurchmessers beträgt. Eine solche Bewegung bedingt lediglich eine geringfügige, durch Drehung der Körner bewirkte Strukturänderung. Das tatsächliche Gleiten nach einer innerhalb der Sandmasse gelegenen Gleitfläche kann jedoch erst dann stattfinden, sobald das Gefüge in der Gleitzone eine durchgreifende Auflockerung erfahren hat, so daß die innerhalb der Gleitzone gelegenen Körner frei beweglich werden. Je dichter das Gefüge des Sandes und je dünner die Gleitzone, desto radikaler ist die zur Mobilmachung der Körner erforderliche Strukturänderung und desto größer auch der statische Widerstand (Strukturwiderstand) gegen die Strukturänderung und mit ihm der Gleitwiderstand. Das geht auch aus den Ergebnissen der Gleitversuche des Am. Found. Comm. hervor. Die Versuche[94]), bei welchen der Sand durch die strahlenförmig angeordneten Rippen der rotierenden Bodenscheibe mitgenommen wurde, lieferten für die erste meßbare Kornverschiebung eine Reibungs-

[94]) Pap. a. Disc., Am. Soc., Jan. 17th, 1917, Fig. 9, S. 1183.

ziffer von 0·07 (Flächendruck 1·7 *kg* pro cm^2) bis 0·02 (21 *kg* pro cm^2) und für das tatsächliche Gleiten 0·20 (1·7 *kg* pro cm^2), 0·14 (3·5 *kg* pro cm^2) und 0·15 (21 *kg* pro cm^2). Die niedrigen Reibungsziffern lassen erkennen, daß die Bewegung im Sand nicht wie beabsichtigt durch eine Trennung der Sandmasse in einen ruhenden und in einen bewegten Teil nach einer Gleitfläche, sondern ähnlich wie beim Kastenversuch Mártony de Köszegs durch Quetschung und Stauchung erfolgte. Um die Gleitung zu erzwingen, wurde der zwischen den Rippen der Bodenscheibe befindliche Sand durch einen aus demselben Sand hergestellten Sand-Gipsmörtel (1:6) ersetzt. Man hoffte dadurch die Strukturänderung auf die unmittelbar über der Mörteloberfläche befindliche Sandschicht zu beschränken. Tatsächlich erwiesen sich die Reibungsziffern als nahezu doppelt so groß als die mit der obenbeschriebenen Versuchsanordnung ermittelten. Die Versuche lieferten bei erstmaliger Aufbringung der Belastung 0·44 (1·7 *kg* pro cm^2), 0·37 (3·5 *kg* pro cm^2) und 0·25 (14 *kg* pro cm^2). Nach erfolgter fünfmaliger zyklischer Belastung bis auf 14 *kg* pro cm^2 ergaben die Versuche mehr als 0·7 (1·7 *kg* pro cm^2), 0·49 (3·5 *kg* pro cm^2) und 0·31 (14 *kg* pro cm^2). Der Unterschied zwischen den beim ersten Belastungszyklus erhobenen Reibungsziffern und den Reibungsziffern, welche sich beim fünften Zyklus ergaben, lassen deutlich die Zunahme des Gleitwiderstandes mit zunehmender Verdichtung des Sandes erkennen. In jeder von niedrigen zu höheren Flächendrücken fortschreitenden Versuchsreihe nimmt die Ziffer des Gleitwiderstandes mit zunehmendem Flächendruck ab. Diese Erscheinung erklärt sich nach der Ansicht des Verfassers durch den Umstand, daß jede stattfindende Gleitung eine bleibende Lockerung des Gefüges erzeugt, welche den Widerstand gegen die nachfolgende Gleitung herabsetzt.

Eine zweite, vom Am. Found. Comm. im Jahre 1920 beschriebene Versuchsgruppe[95]) lieferte ebenfalls für niedrige Flächendrücke wesentlich höhere Reibungsziffern als für hohe. Die Autoren führten diese Erscheinung auf Kohäsion (initial shear and cohesion effects) zurück. Davon kann wohl bei grobem, trockenem Sand keine Rede sein und die Ergebnisse der Beobachtungen lassen sich ebenfalls durch die von Versuch zu Versuch zunehmende Lockerung des Sandgefüges zwanglos erklären. Aus demselben Grund lieferten auch die nach fünfmaliger Be- und Entlastung des Sandes vorgenommenen Reibungsversuche für die angebliche Kohäsion wesentlich höhere Werte als die Versuche der ersten Serie. Bei hohen Flächendrücken, d. h. also nach der durch die vorangegangenen Gleitversuche herbeigeführten gründlichen Auflockerung des Gefüges, lieferten die Versuche für den ersten Belastungszyklus Reibungsziffern von 0·34 bis 0·46 und für den fünften 0·39 bis 0·46.

Die Ergebnisse der mit großer Sorgfalt und mit empfindlichen Apparaten durchgeführten Versuche des Am. Found. Comm. geben ein klares Bild von dem großen Einfluß, welchen die Strukturverhältnisse und sonstigen von der Kornbeschaffenheit des Sandes unabhängigen Faktoren auf den Gleitwiderstand ausüben. Sie zeigen, daß man nur dann von einer Proportionalität zwischen Druck und Gleitwiderstand des Sandes sprechen kann, wenn man voraussetzt, daß die oben erwähnten, den Gleitwiderstand beeinflussenden und von der Kornbeschaffenheit unabhängigen Faktoren identisch sind. Die vom Am. Found. Comm. für die Ziffern des Gleitwiderstandes gelieferten Werte können nur ein theoretisches Interesse beanspruchen, denn das Gleiten des Sandes auf einer Mörteloberfläche stellt keineswegs eine vollendete Nachahmung des beim Gleiten innerhalb einer Sandmasse stattfindenden Vorganges dar. Halbwegs verläßlich kann man die Ziffer des Gleitwiderstandes aus der Lage der Gleitfläche bestimmen, welche sich beim Ausweichen einer senkrechten Stützwand in der Hinterfüllung bildet, sowie aus dem Erddruck, welchen die Hinterfüllung im Augenblick der ersten Gleitung gegen die Stützwand ausübt. Für diesen Fall weiß man aus Erfahrung, daß sich der Gleitvorgang auf eine äußerst dünne Zone beschränkt. Die Lage der Gleitfläche hängt ebenso wie die Ziffer des Gleitwiderstandes in hohem Maß von

[95]) Pap. a. Disc., Am. Soc., Jan. 21st, 1920, Fig. 6–10, S. 923–925.

der Dichte der Lagerung des Sandes ab und die vom Verfasser aus den Ergebnissen der Erddruckversuche berechneten Ziffern des Gleitwiderstandes liegen zwischen den Grenzen 0·66 und 1·40. Die Versuche, welche zu diesen Werten führten, wurden in kleinem Maßstab durchgeführt (Höhe der Stützwand 10 *cm*) und die angegebenen Grenzen können daher noch nicht als bindend betrachtet werden. Bei möglichst vollkommener Wiederholung der Versuchsbedingungen (Einbringung des Sandes nach demselben Verfahren) ergaben sich, ähnlich wie bei den Ziffern der Reibung von Metall auf Metall, Abweichungen vom Mittelwert in der Höhe von $\pm$ 15%. Sobald einmal die Gleitung nach einer Fläche stattgefunden hat, erwies sich diese Fläche als Fläche kleinsten Widerstandes[96]). Die Ziffer des Gleitwiderstandes gegen jede folgende, nach derselben Fläche stattfindende Verschiebung ist wesentlich niedriger als die Ziffer des Widerstandes gegen die erste Gleitung, d. h. niedriger als die Ziffer des Widerstandes gegen die Bildung der Gleitfläche.

g) Die Reibungsziffern der Lehme und Tone und die schmierende Wirkung des Wassers. Auch die Erörterung der Reibung der Lehme und Tone sei auf die Reibung dieser Materialien an der Oberfläche fester Körper und auf den Gleitwiderstand beschränkt. Im Absatz *e*) wurde festgestellt, daß der Widerstand der inneren Reibung in pulverförmigen Massen durch das Zusammenwirken zweier Faktoren, des Reibungswiderstandes und des Strukturwiderstandes, hervorgebracht wird. Während der Widerstand der inneren Reibung in den Sanden in hohem Maß von der Größe des Strukturwiderstandes bedingt wird, tritt dieser bei den Lehmen und Tonen infolge der Biegsamkeit der schuppenförmigen Bestandteile umsomehr in den Hintergrund, je geringer der Gehalt dieser Materialien an derben Körnern ist. Der Gleitvorgang wird nicht wie im Sand durch ein Drehen und Kippen von Körnern, sondern durch ein Strecken des Gefüges eingeleitet, wobei die schuppenförmigen Bestandteile aneinander gleiten. Die Zahl der Berührungspunkte pro Flächeneinheit des Querschnittes ist so außerordentlich groß im Verhältnis zu jener pro Flächeneinheit des Querschnittes einer Sandmasse, daß wir im Sinne unserer Ausführungen über die Grenzen der Gültigkeit des Gesetzes der Reibung für geschmierte Oberflächen (Fig. 8) die Möglichkeit in Betracht ziehen müssen, daß die adsorbierten Wasserschichten reibungsvermindernd wirken. Aus demselben Grund haben wir bei niedrigen Flächendrücken Abweichungen vom Reibungsgesetz infolge meßbaren Einflusses der Nullreibung zu erwarten.

Der Einfluß der Kleinheit der Teilchen auf die Wirksamkeit der Schmiermittel geht aus den mit „festen Schmiermitteln" gemachten Erfahrungen[97]) hervor. Die wichtigsten festen Schmiermittel sind Graphit, Talk, Glimmer, Bleiweiß und Schwefelblumen in feinster Verteilung. Es sind dies durchwegs Körper, welche in feinverteiltem Zustand ebenso wie die feinsten Bestandteile der Lehme und Tone aus kleinen Schuppen oder Blättchen bestehen. Man füllt die Pulver in Seidensäckchen und schmiert eine Oberfläche mit dem Pulver, indem man sie mit dem gefüllten Seidensäckchen beklopft. Der durch die Poren des Seidenstoffes entweichende Staub haftet an der beklopften Fläche. Wenn man nun das feste Schmiermittel mit einem flüssigen mengt, so wirkt das flüssige Schmiermittel bei hohen Flächendrücken erfahrungsgemäß wesentlich reibungsvermindernder als im ungemischten Zustand. So genügt ein Zusatz von 0·35 Gewichtsperzent Graphit, um die reibungsvermindernde Wirkung von Schmieröl bedeutend zu erhöhen. Ein Fabrikant von Steinbrechmaschinen benützt zur Schmierung der Lager seiner Fabrikate ein Gemenge von Seifenextrakt (Extract of Hudson soap), Natriumbikarbonat und Wasser. Dieser Fall ist besonders bemerkenswert, weil das Antischmiermittel Wasser in der angegebenen Mischung den einzigen flüssigen Bestandteil bildet.

[96]) Terzaghi, Old Earthpressure Theories and New Test Results. Eng. News-Rec., 30. Sept. 1920. S. 637.

[97]) Bericht des „Bureau des Recherches scientifiques et industrielles", Auszug in L'ingénieur industriel, London, Oct. 1920, S. 6–7.

Der Wert des Druckes p_s (Fig. 8) pro Flächeneinheit der Bruttokontaktfläche F, bei dem eine Schmierung unwirksam wird, hängt nicht bloß von der chemischen Beschaffenheit des Schmiermittels und jener der geschmierten Oberflächen, sondern auch von dem Grad der Rauhigkeit der letzteren ab. Er scheint um so größer zu sein, je geringer die Zahl der Vorsprünge ist, welche den Schmiermittelfilm durchdringen. Von dieser Annahme ausgehend führt der Verfasser die Wirkung der festen Schmiermittel auf den Umstand zurück, daß die letzteren den Wirkungsbereich $0 - p_s$ der flüssigen (künstlich aufgebrachten oder als Verunreinigung zugewanderten) Schmiermittel durch Ausebnung der Berührungsflächen erweitern.

Es drängt sich nun die Frage auf: Wäre es nicht möglich, daß auch das Wasser in Verbindung mit den in ihm gelösten Substanzen bei sehr niedrigen Flächendrücken als Schmiermittel wirke? Seine bei Reibungsversuchen mit makroskopischen Körpern auftretende Eigenschaft, die Reibungsziffer zu erhöhen, steht mit einer solchen Annahme in keinem Widerspruch, denn diese Eigenschaft beweist lediglich, daß der Wasserfilm bei verhältnismäßig hohen Flächendrücken Schmiermittelfilme von komplizierter chemischer Beschaffenheit neutralisiert oder verdrängt. Um den Einfluß des Wassers auf die Größe des Reibungswiderstandes zu studieren, hat der Verfasser eine Reihe von Reibungsversuchen vorgenommen, deren Ergebnisse in der

Tabelle 17[98]).

Nr.	Material	Flächendruck in *kg* pro *cm²*	Schwellenwert der Reibungsziffer, Flächen	
			trocken	unter Wasser
1	Stahl auf glattem Glas	1·0	0·198–0·224	0·323–0·468
2	Stahl auf rauhem Glas	1·0	0·158–0·171	0·171
3	Blei auf glattem Glas	10·0	0·143–0·177	0·398–0·475
4	Blei auf rauhem Glas	10·0	0·392–0·668	0·412–0·640
5	Quarzkristall[99]) auf Stahl	5·0	0·217–0·251	0·262–0·275
6	Quarzkristall auf Quarzkristall	2·0	0·171–0·197	0·355–0·407
7	Kolloidschlamm[100]) auf Stahl	1·0	0·415–0·482	0·100–0·132
8	Kolloidschlamm auf glattem Glas . . .	1·0	0·544–0·584	0·182–0·225

Tabelle 17 mitgeteilt sind. Bei den Reibungsversuchen mit trockenem Kolloidschlamm (Versuch Nr. 7) wurde ein kleines, durch Trocknung plastischen Kolloidschlammteiges hergestelltes Prisma mit der eben abgearbeiteten Unterfläche auf ein Stahlband gesetzt und belastet. Der Versuch mit nassem Kolloidschlamm wurde in einem flachen Zinkbecken vorgenommen. Der Kolloidschlamm wurde in steifplastischem Zustand als Teigschicht von 3 *mm* Stärke auf das Stahlband aufgetragen und durch ein Holzprisma abgedeckt. Drei Seiten des Holzprismas waren mit einer doppelten Lage dicken, grauen Filtrierpapiers und einem Messingnetz mit zwölf Maschen pro *cm* überzogen. Nach erfolgter Belastung des Prismas wurden die ausgequetschten Teigteile entfernt und das Becken mit Wasser gefüllt. Im Laufe der folgenden 24 Stunden hatte der Schlamm auf dem Umweg durch das Filtrierpapier die der Belastung entsprechende Wassermenge angesogen und bildete zwischen dem Stahl und dem Messingnetz eine Lage von etwa 2 *mm* Dicke. Nun konnte der Reibungsversuch durch allmähliches Steigern der am Holzprisma in wagrechtem Sinn angreifenden Zugkraft vorgenommen

[98]) Versuche des Verfassers.

[99]) Die Gleitung erfolgte nach einer Kristallfläche von 3 *cm²*, parallel zur Längsachse des Kristalles.

[100]) Der Kolloidschlamm war ein Schlämmprodukt des marinen Tones IV, Tabelle 19. Zwecks Vornahme der Reibungsversuche mit trockenem Kolloidschlamm wurde letzterer in plastischem Zustand zu einem 3 *mm* dicken Plättchen verarbeitet. Nach erfolgter Lufttrocknung wurden die Lagerflächen des Plättchens zugeschliffen.

werden. Die Reibungsziffer wurde auf solche Weise zu wiederholten Malen bestimmt und die Abweichungen der Reibungsziffern vom Mittelwert beliefen sich auf etwa $\pm 10\%$.

Der Unterschied zwischen der Wirkung des Wassers auf die Reibung zwischen makroskopischen Körpern (Versuch 1 bis 6) und jener auf die Reibung zwischen Kolloidschlamm und festen Oberflächen (Versuch 7 bis 8) ist offenkundig und läßt sich wohl kaum anders erklären als durch die Annahme, das Wasser wirke in den Fällen 7 und 8 durch die Auflösung des starren Verbandes zwischen den Tonteilchen indirekt als Schmiermittel. Denn die Tonteilchen können sich in den Fällen 7 und 8 bei Wasserschmierung ohneweiters der Oberfläche des festen Körpers anschmiegen, während sie als Bestandteile des trockenen Schlammprismas feilenartig auf die durch Verunreinigung geschmierte Oberfläche des festen Körpers einwirken. Damit erklärt sich auch der Unterschied zwischen der Wirkung des Wassers auf die innere Reibung im Sand und auf jene im Ton. Im Sand wirkt das Wasser infolge des hohen Druckes pro Berührungsstelle als Antischmiermittel, indem es die Durchschneidung der Filme begünstigt. Im Ton bleiben die Filme infolge des außerordentlich geringen Druckes pro Berührungsstelle intakt. Die Frage, ob die Schmierung im Inneren des Tones durch die adsorbierten Wasserlagen oder aber durch die adsorbierten Lagen gelöster Substanzen bewirkt wird, läßt sich vorläufig noch nicht beantworten.

Die Ziffer der Reibung zwischen Stahl und dem Ton, welchem der Kolloidschlamm entstammte (Material IV, Tabelle 19), wurde aus der Kraft bestimmt, die erforderlich war, um ein flachkantig gestelltes Stahlband aus einer 5 *cm* dicken, durch den Kolben einer Festigkeitsmaschine belasteten Tonschicht in wagrechtem Sinn herauszuziehen. (Versuchsanordnung wie in Fig. 13 *c* und *d*.) Jeder Versuch wurde erst unternommen, nachdem der Tonteig mindestens 24 Stunden unter konstantem Druck gestanden hatte. Die Wirkung der Kapillarkräfte wurde durch die Bedeckung der freien Tonoberflächen mit Wasser ausgeschaltet. Bei einem Druck Null und einem Wassergehalt des Tones von 35·6% betrug die Adhäsion zwischen Ton und Stahl 0·1 *kg* pro cm^2 (1 *t* pro m^2), die Reibungsziffer belief sich demnach auf ∞. Mit wachsendem Druck nahm die Reibungsziffer erst rasch, dann langsamer ab (bei 0·48 *kg* pro cm^2 $f = 0{\cdot}333$). Bei der Steigerung des Druckes über 1 *kg* pro cm^2 hinaus blieb die Reibungsziffer konstant und belief sich im Mittel auf 0·15. Die erste meßbare Bewegung des Stahlbandes ereignete sich in der Regel, sobald die wagrechte Zugkraft auf 50 bis 70% des Reibungswiderstandes stieg, und der Gesamtbetrag der Bewegung belief sich kurz vor Überschreitung des Schwellenwertes auf etwa 0·1 *mm*. Diese der Überschreitung des Schwellenwertes vorangehende Gleitbewegung (incipient motion) ist ebenso wie die bei Reibungsversuchen mit Sanden beobachtete vorbereitende Gleitbewegung auf geringfügige Kornverschiebungen (Streckung des Gefüges) in der Nachbarschaft der Gleitfläche zurückzuführen. Ihr Auftreten beweist, daß auch in den Tonen der Widerstand gegen die ersten meßbaren Kornverschiebungen wesentlich kleiner ist, als der Widerstand gegen tatsächliches Gleiten. Die Feinbewegungen stellen eben lediglich die allmähliche Anpassung der Struktur an die geänderten Spannungsverhältnisse dar.

Bei konstant bleibender Zugkraft dauern die Feinbewegungen fort. Ihre Intensität nimmt zuerst rasch, dann langsamer ab und nach etwa 24 Stunden tritt Gleichgewicht ein. Eine nach Ablauf dieses Zeitraumes vorgenommene geringfügige Steigerung der Zugkraft bewirkte keine meßbare Feinbewegung. Die Gleitung trat nach erfolgter Überschreitung des Schwellenwertes, durchwegs plötzlich, ein. Bei Wiederholung des Gleitversuches, drei Stunden nach Beendigung des ersten und bei unveränderter Belastung der Tonmasse, traten die Feinbewegungen erst dann auf, wenn sich die Zugkraft ihrem Maximalwert näherte, und der Reibungswiderstand war in der Regel etwas kleiner als der beim ersten Gleitversuch gemessene.

Die Ziffer der Reibung zwischen Glas und Ton wurde mit Hilfe der bereits beschriebenen, zur Durchführung des Versuches Nr. 7, Tabelle 17, benützten Versuchsanordnung bestimmt. Die Nullreibung belief sich auf wenige Gramm pro cm^2.

Ihr Wert nahm mit zunehmendem Druck etwas zu. Trotzdem erwies sich die Reibungsziffer bereits nach Überschreitung eines Flächendruckes von 0·5 *kg* pro *cm*² als nahezu konstant. Die Reibungsziffer belief sich für die Kolloidschlamme der Materialien I bis V, Tabelle 19, auf 0·18 bis 0·22 und für sandige Tone auf 0·3 bis 0·32.

Bei der Bestimmung des inneren Gleitwiderstandes der Tone war der Boden des Zinkbeckens mit einer doppelten Lage von dickem, grauem Filtrierpapier abgedeckt. Über dieser Lage befand sich ein feinmaschiges Messingnetz, so daß die gänzlich unter Wasser befindliche Tonschicht zwischen zwei mit Filtrierpapier unterlegten Messingnetzen eingeschlossen war. Auch in diesem Fall trat die Gleitung nach Überschreitung eines bestimmten Schwellenwertes ein. Sie erfolgte jedoch niemals plötzlich, wie bei der Gleitung von Ton an einer festen Oberfläche, sondern langsam und mit gleichförmiger Geschwindigkeit, etwa wie die Bewegung einer sehr zähen Flüssigkeit. Für die Kolloidschlamme der Materialien I bis V ergaben sich Reibungsziffern von 0·23 bis 0·28, für fette Tone 0·25 bis 0·40 und für sandige Tone 0·40 bis 0·50. Für die Nullreibung lieferten die Versuche Werte von der Größenordnung 20 *g* pro *cm*². Für Flächendrücke von mehr als 1·0 *kg* pro *cm*² konnte die Reibungsziffer in allen Fällen als konstant angesehen werden.

Das Am. Found Comm.[100a]) veröffentlichte die Ziffern des Gleitwiderstandes von Kentucky-Ball-Ton mit Wassergehalten von 10%, 25% und 39·54%. Die Versuche ergaben für Wassergehalte von 10% und 25% bei erstmaliger Belastung des Tones sehr geringe Werte für die Kohäsion und eine vom Feuchtigkeitsgehalt ziemlich unabhängige Reibungsziffer von 0·23 bis 0·27. Die fünfmalige zyklische Belastung des Tones von Null auf 21 *kg* pro *cm*² bewirkte eine bedeutende Zunahme der Kohäsion. Letztere belief sich in diesem Fall bei einem Wassergehalt von 10% und bei einem Flächendruck von 0·07 *kg* pro *cm*² auf 1·9 bis 2·6 *kg* pro *cm*². Sie nahm mit zunehmendem Flächendruck anfangs rasch, dann langsamer zu und erreichte ihren Größtwert von 2·4 bis 2·8 *kg* pro *cm*² bei einem Flächendruck von etwa 1 *kg* pro *cm*². Für die Kohäsion des Tones mit 25% Wasser lieferten die Versuche nach vorangegangener fünfmaliger zyklischer Belastung Werte von 2·4 bis 3·0 bezw. 3·4 bis 3·7 *kg* pro *cm*². Die Kohäsion des Tones mit einem Wassergehalt von 39·54% belief sich kaum auf 0·2 *kg* pro *cm*² und die Ziffer des Gleitwiderstandes war von der Größenordnung 0·01.

Die Versuche wurden mit Hilfe des bereits beschriebenen, vom Am. Found. Comm. bei den Sandversuchen benützten Zylinderapparates durchgeführt, wobei der Ton von den Rippen des drehbaren Bodeneinsatzes mitgenommen wurde. Die Berichte enthalten keine Erörterung der physikalischen Natur der beobachteten Erscheinungen. Die Ergebnisse der vom Verfasser durchgeführten Untersuchungen über die Beziehungen zwischen dem Druck und dem Wassergehalt der Tone veranlassen zu folgenden, die amerikanischen Versuche betreffenden Feststellungen:

Ein Ton mit einem Wassergehalt von 39·54 % muß nach Bezeichnungsweise Tabelle 7 als weich oder sehr weich plastisch beschrieben werden und sein Wassergehalt geht nach Fig. 14 schon unter dem Einfluß eines Druckes von wenigen *kg* pro *cm*² auf 25% bis 30% herunter, soferne man den Druck einige Tage lang wirken läßt (Herbeiführung des stationären Zustandes) und den Wasserabzug durch Anordnung einer Filterschicht ermöglicht. Diese Maßregeln sind offenbar bei den Versuchen unterlassen worden, sonst hätte man die Abnahme des Wassergehaltes gemessen und als wichtige Begleiterscheinung in den Berichten erwähnt. Infolgedessen herrschte während des Versuches im Porenwasser ein hydrostatischer Überdruck und die Reibungsversuche lieferten nicht die Ziffer des statischen, sondern jene des hydrodynamischen inneren Gleitwiderstandes. Nachdem die Begleitumstände, unter denen die Versuche stattfanden, nicht veröffentlicht wurden, läßt sich aus dem Versuchsergebnis kein anderer Schluß ziehen, als daß sich der hydrodynamische Widerstand tatsächlich nur auf einen Bruchteil des statischen beläuft.

[100a]) Pap. a. Disc., Am. Soc., Jan. 21st, 1920. Fig. 11 bis 18.

Die als Ton mit 10% Feuchtigkeit beschriebene Masse war offenbar durch Vermengen des trocken pulverisierten Tones mit 10% Wasser hergestellt worden, denn ein mit Wasser zu luftfreiem Teig verarbeiteter Ton, dessen Wassergehalt durch Verdunstung auf 10% reduziert wurde, muß als „ganz fest" (Tabelle 7) bezeichnet werden und seine Scherfestigkeit (Kohäsion) beliefe sich mindestens auf 30 *kg* pro cm^2. Der Versuch wurde demnach nicht mit einer homogenen Tonmasse, sondern mit feuchtem Tonpulver vorgenommen. Durch fünfmalige zyklische Belastung wurden die Körner zertrümmert, die Masse feiner verteilt und das Ausmaß der freien Oberfläche des Kapillarwassers vervielfacht, wobei sich auch die nach Abschn. 14 auf die Oberflächenspannung des Kapillarwassers zurückzuführende „scheinbare Kohäsion" vervielfachte. Die Kohäsion der so entstandenen Masse darf jedoch nicht mit der Kohäsion eines durch Verdunstung des Kapillarwassers aus dem weichplastischen in den ganz festen Zustand übergeführten Tonkörpers verwechselt werden, denn die Verdichtung des feuchten Tonpulvers wurde durch einen Außendruck herbeigeführt und die Oberflächenspannung des Wassers verhielt sich dabei passiv. Um das Porenvolumen des Tones auf das eines lufttrockenen Tonwürfels mit 10% Wassergehalt zu reduzieren, hätte man den Außendruck mindestens um weitere 100 *kg* pro cm^2 steigern müssen. Andererseits darf die von den amerikanischen Forschern gemessene Kohäsion auch nicht mit der vom Verfasser bei seinen Versuchen zur Bestimmung des inneren Gleitwiderstandes festgestellten Nullreibung verwechselt werden, denn die erstere war lediglich eine Folge der Oberflächenspannung des Kapillarwassers, während die Nullreibung eine von der Oberflächenspannung des Wassers unabhängige Erscheinung darstellt.

Wichtig ist die Tatsache, daß die vom Am. Found. Comm. durchgeführten Reibungsversuche mit feuchten Tonpulvern für höhere Flächendrücke Reibungsziffern von derselben Größenordnung lieferten, wie die vom Verfasser mit luftfreiem, unter Wasser befindlichem Ton angestellten Versuche. Der Verfasser fand für die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes des blauen fetten Tones IV die Werte 0·25 bis 0·26 und für jene des Kolloidschlammes IV die Werte 0·24 bis 0·28. Die Ziffer des feuchten Tonpulvers (10% Wassergehalt) belief sich auf 0·23 bis 0·27. Es scheint demnach für die Ziffer des inneren, statischen Gleitwiderstandes ziemlich belanglos zu sein, ob die Poren des feuchten Tones Luft enthalten oder nicht.

Die bisher vorliegenden Versuchsergebnisse vermitteln wenigstens eine Vorstellung von der Größenordnung der Reibungsziffern der Tone und Lehme (Tabelle 18). Aus der Geringfügigkeit des Unterschiedes zwischen der Ziffer der Reibung von kolloidschlammreichen Materialien auf Glas und der Ziffer des inneren Gleitwider-

Tabelle 18[101]).

Material	Ziffer der Reibung der Ruhe von		Ziffer des statischen Gleitwiderstandes[102])
	Ton auf Stahl	Ton auf Glas	
Kolloidschlamme	0·11—0·13	0·18—0·22	0·23—0·28
Fette Tone	0·14—0·17	0·23—0·30	0·25—0·40
Sandreichere Tone	0·17—0·20	0·30—0·32	0·40—0·50

standes dieser Materialien kann man auf die eingangs erwähnte Geringfügigkeit des Strukturwiderstandes in fetten Tonen schließen. Mit zunehmendem Sandgehalt wird auch der Unterschied zwischen den beiden Ziffern infolge der Zunahme des Strukturwiderstandes bedeutender. Die Bestimmung der Ziffer des Gleitwiderstandes muß

[101]) Versuche des Verfassers.

[102]) Die Nullreibung ist von der Größenordnung 20 *g* pro cm^2. Bei der Reibung der Materialien an festen Flächen ist sie noch geringfügiger.

zwecks Ausschaltung der Kapillarkräfte unter Wasser erfolgen und darf erst dann vorgenommen werden, wenn der Wassergehalt des Tones auf das dem Druck entsprechende Maß gesunken ist. Andernfalls läuft man Gefahr, an Stelle des statischen den hydrodynamischen Widerstand zu messen.

Die Frage, welche Methode sich zur Bestimmung des Gleitwiderstandes der Tone am besten eignet, ist vorläufig noch offen. Bei der Methode des Am. Found. Comm. kommt es zweifellos zu Stauchungserscheinungen und bei dem Verfahren des Verfassers erfolgt die Gleitung manchmal nicht in der Tonschicht, sondern an einem der beiden Drahtnetze. Es ist übrigens keineswegs bewiesen, daß es in homogenen Tonmassen überhaupt zu Gleitungen nach bestimmten Gleitflächen kommt. Die in der Erdrutschliteratur als Gleitflächen bezeichneten Flächen stellen lediglich die Trennungsfuge zwischen dem gestörten und dem ungestörten Teil einer Tonmasse dar. Sie müssen ihrer Entstehung nach (22. Abschn., *e*) als sekundäre Bildungen betrachtet werden und ihr Vorhandensein setzt voraus, daß sich der ungestörte Teil der Tonmasse in der steif plastischen oder in der halbfesten Konsistenzform befinde. Andernfalls würden sich die Tonmassen sofort nach erfolgter Gleitung im Sinne der Definition des plastischen Zustandes wieder vereinigen und man könnte ihre Anwesenheit nicht feststellen. Der Verfasser nimmt auf Grund seiner bisherigen Erfahrungen an, daß sich die Formänderungen im homogenen, plastischen Ton in der Natur ohne Gleitflächenbildung vollziehen, und er bestimmt die Ziffer f_1 des statischen, inneren Gleitwiderstandes bloß zu dem Zweck, um durch den Vergleich zwischen dem Wert dieser Ziffer und jenem der Ziffer der Reibung von Ton auf Glas einen Aufschluß über die relative Bedeutung des Strukturwiderstandes zu bekommen. Die Ziffer f_1 hätte demnach für bindige Böden lediglich eine theoretische Bedeutung. Die praktisch wichtigen Grenzwerte f_0 und f_{II} der Ziffer des Widerstandes der inneren Reibung lassen sich nur auf indirektem Weg ermitteln (Tabelle 33).

10. Abschnitt.

Die Nullreibung als Ursache der Wabenstruktur feinkörniger, lockerer Sedimente.

Jedes in einer Flüssigkeit schwebende Bodenkorn ist von einer adsorbierten Flüssigkeitsschicht umgeben. Die Dicke des zwischen Deckglas und Objektträger eingeschlossenen, molekular gebundenen Wasserfilms (S. 49) wurde vom Verfasser auf 100 $\mu\mu$ geschätzt. A. M. Williams[103]) fand für die Dicke der adsorptiv gebundenen Wasserhüllen von Holzkohlenteilchen den Wert $13 \cdot 10^{-6}$ *cm* = 130 $\mu\mu$. Zschokke[104]) behauptet, die Wasserhülle der Tonteilchen sei dicker als jene der Körner des Sandes und anderer, nicht plastischer Pulver. Wenn sich nun die Oberflächen zweier, vom Wasser allseitig umgebener Körper einander nähern, so kommen die adsorbierten Schichten miteinander in molekulare Wechselwirkung und die Körper haften aneinander. Die in der Kontaktzone wirksame Anziehungskraft wurde als Null- oder Anfangsreibung bezeichnet. Durch Reibungsversuche mit makroskopischen Körpern kann das Vorhandensein der Nullreibung infolge der geringen Intensität dieser Kraft nicht festgestellt werden. Wohl aber konnte sich der Verfasser durch folgenden Versuch von ihrer Existenz überzeugen: Eine kleine Menge pulverisierten Tones wurde mit Wasser aufgeschlämmt und ein Teil der sehr dünnen Suspension in ein kleines, kreisrundes Becken gefüllt, das aus einem Deckglas mit aufgekittetem Hartgummiring von 2 *mm* Höhe bestand. Fünf Minuten nach erfolgter Füllung wurde das Becken mit einem Deckglas abgedeckt, so daß keine Spur von Luft in dem Gefäß verblieb, und das Ganze wurde umgedreht. Zwölf Stunden später erfolgte das Um-

[103]) Transactions of the Faraday Society, Oct. 1922, S. 53—56.

[104]) Pap. a. Disc., Am. Soc., March 1922, S. 546, und Zschokke, Chemische Technologie der Neuzeit, Bd. 1, S. 775.

drehen noch einmal und nach weiteren zwölf Stunden wurden Ober- und Unterseite des Gefäßes mit dem Mikroskop betrachtet. Die Schlammteilchen mit Durchmessern von weniger als 2 bis 3 μ hafteten an der Oberseite und die Schluffteilchen an der Unterseite des Gefäßes. Die Schlammteilchen zeigten keine Brownsche Bewegung. Sie wurden demnach offenbar durch molekulare Anziehungskräfte in ihrer Lage festgehalten. Einige charakteristische Gruppen von Schluffteilchen wurden abgezeichnet, das Becken umgedreht und nach weiteren zwölf Stunden wurde die Zeichnung mit dem Original verglichen. Kein Schluffteilchen hatte sich vom Deckglas abgelöst. Das Gewicht der Teilchen wurde also durch die Zugfestigkeit der an den Berührungsstellen zwischen Glas und Schluff entstandenen Brücken aufgenommen. Diese Ergebnisse beweisen, daß die Nullreibung ebenso wie die Kohäsion nicht nur in der Richtung der Flächentangente, sondern auch in der Richtung der Flächennormalen wirksam ist.

Am sinnfälligsten äußert sich die Wirksamkeit der Nullreibung in der Strukturform locker sedimentierter Pulver. In Fig. 9 wurden die Ergebnisse des mit den Schlämmprodukten pulverisierten Quarzes sowie mit jenen des gelben, marinen Tones III, Tabelle 19, vorgenommenen Sedimentierungsversuche graphisch dargestellt. Die Porenziffer der lockersten, aus gleich großen Kugeln aufgebauten Kugelschüttung beläuft sich auf 0·92 (Porenvolumen 47·6%). Die Porenziffer des locker sedimentierten Quarzgrobschluffes ließ sich durch Rütteln des Gefäßes nahezu auf die Porenziffer einer solchen Kugelschüttung reduzieren. Beim Feinschluff des Quarzes gelang dies nicht mehr und das Sediment mußte, der Porenziffer nach zu urteilen, auch in eingerütteltem Zustand Wabenstruktur (Fig. 3 *c*) aufweisen. Die Struktur des durch Rütteln verdichteten Quarzschlammes war dichter als jene des nichteingerüttelten Grobschluffes. Für die Porenziffern der Schlämmprodukte des Tones ergaben die Versuche wesentlich größere Werte als für die Schlämmprodukte des Quarzes mit gleichen äquivalenten Korndurchmessern. Der Unterschied ist auf die Schuppenform der Tonteilchen zurückzuführen. Infolge der Schuppenform der Tonteilchen ist auch die Wirkung des Einrüttelns auf die Porenziffer der Schlämmprodukte des Tones geringfügiger als auf jene der Schlämmprodukte des Quarzes.

Um den Einfluß der Korngröße auf die Porenziffer zu erklären, geht der Verfasser von der Annahme aus, daß die Nullreibung pro Berührungspunkt einen bestimmten, von der Korngröße nahezu unabhängigen Wert habe. Sobald ein Teilchen auf seinem Weg nach abwärts auf ein bereits in Ruhe befindliches Korn auftrifft, tritt die Nullreibung in Kraft. Falls das Teilchen größer ist als etwa 0·1 *mm*, überwindet das Kippmoment die Nullreibung und das Teilchen kollert in die nächstgelegene Vertiefung der Oberfläche des Sedimentes. Bei kleineren Teilchen überwiegt die Nullreibung und das Teilchen wird in der Lage festgehalten, in der es sich befand, als es beim Niedersinken mit der Oberfläche des Bodensatzes in Berührung kam. Dasselbe geschieht mit den nachfolgenden Körnern. Die Vertiefungen der Oberfläche des Sedimentes werden auf diese Weise überbaut und es bilden sich Hohlräume, welche größer sind als die Körner. Das ist aber das Kennzeichen der Wabenstruktur (Fig. 3 *c*).

Schuppenförmige Schlammteilchen sinken erst dann zu Boden, wenn man sie mit Hilfe eines Elektrolyten ausfällt. Fig. 9 zeigt, daß die Porenziffer des koagulierten Tonschlammes mehr als fünfmal so groß ist als jene des nicht koagulierten Quarzschlammes. Die Ursache der Ausfällung wird in der Neutralisierung der elektrischen Ladung der suspendierten Teilchen durch die Ionen des Elektrolyten gesucht. Die Ladung soll durch die Reibung zwischen dem suspendierten Teilchen und der flüssigen Phase verursacht werden. Wenn man einen Tropfen einer Kolloidschlammsuspension unter dem Mikroskop betrachtet, so sieht man, wie sich die Teilchen zitternd hin und und her bewegen, ohne dabei zusammenzustoßen. Sie werden offenbar durch die Fernwirkung der elektrischen Ladungen am Kollidieren verhindert. Neutralisiert man nun die elektrischen Ladungen durch Zusatz eines Elektrolyten, so dauern die

Brownschen Bewegungen nach der Ansicht des Verfassers weiter, denn ihre physikalische Ursache wurde nicht beseitigt. Aber die abstoßenden Kräfte sind nicht mehr wirksam. Die Teilchen kollidieren nunmehr miteinander wie die Moleküle eines Gases und sobald zwei Teilchen zusammenstoßen, tritt die Nullreibung in Kraft und die Teilchen haften aneinander. Sobald die Flocke durch Angliederung weiterer Teilchen hinreichend groß geworden ist, sinkt sie zu Boden. Von jeder Flocke kann man annehmen, daß sie die Porenziffer ε des durch einfache Sedimentation erzeugten Niederschlages aufweist, denn sie verdankt ihre Entstehung einem in mechanischer Hinsicht ähnlichen Prozeß. Die niedersinkende Flocke wird bei ihrem Auftreffen auf die Oberfläche des bereits gebildeten Niederschlages durch die Nullreibung ebenso in ihrer Lage festgehalten wie ein sehr kleines Einzelkorn und es kommt auf diese Weise ein Sediment mit einer Wabenstruktur zweiter Ordnung und einer Porenziffer $\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} = \varepsilon^2$ zustande. Die Richtigkeit dieser Überlegung wird durch das Beobachtungsergebnis bestätigt. Bei Sedimentierung ohne vorhergegangene Koagulation belief sich die Porenziffer des Schlammes auf $\varepsilon = 4$ bis 4·5. Das koagulierte Sediment sollte demnach eine Porenziffer von $\varepsilon^2 = 16$ bis 20 aufweisen. Der Versuch ergab den Wert 19·7. Durch wiederholtes energisches Einrütteln ging die Porenziffer bloß auf den Wert 17·9 herab, d. h. die Flockenstruktur wurde durch das Rütteln nicht in die dichtere Wabenstruktur übergeführt.

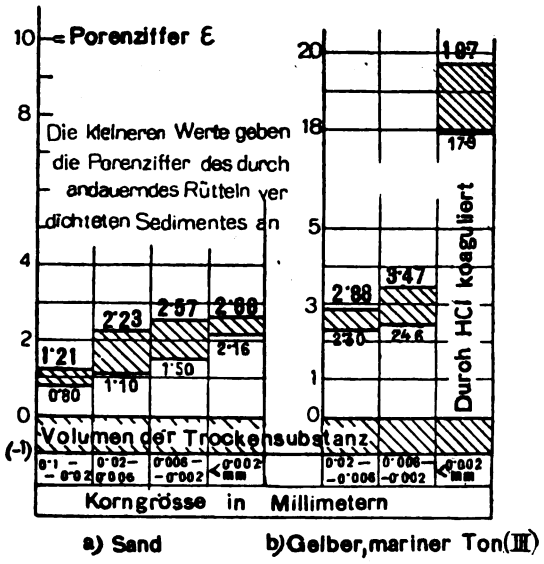


Fig. 9.

Die Sedimentierung der Schlämmprodukte wurde bei den Versuchen Fig. 9 in Reagenzgläsern mit Durchmessern von 1·6 *cm*, und zwar nach vorhergegangenem Aufschütteln der Bodenprobe mit Wasser vorgenommen. Bei langsam durchgeführter Sedimentation in weiten Gefäßen würden sich zweifellos wesentlich kleinere Porenziffern ergeben, da die Porenziffer sowohl von der Wandreibung als auch von der Sedimentationsgeschwindigkeit beeinflußt wird. Die Versuche Fig. 9 dienten lediglich zur Erläuterung des Prinzipes.

III. Hauptstück.

Die Festigkeitseigenschaften der Böden.

Die Kohäsion der festen Körper ist auf die Nahkräfte zurückzuführen, durch welche die Moleküle des Körpers in ihrer gegenseitigen Lage festgehalten werden. Die Formänderung ist gleichbedeutend mit einer allerdings geringfügigen Änderung der gegenseitigen Abstände der Moleküle, und die Nahkräfte, welche sich dieser Änderung widersetzen, kommen in den Spannungen zum Ausdruck. Im Boden sind es die an den Berührungsflächen der Bodenkörner wirksamen Reibungskräfte, welche bei den Formänderungen dieselbe Rolle spielen wie die Nahkräfte im festen Körper, und die Spannungsfähigkeit des Bodens ist das Ergebnis der Reibungskräfte, welche einer Änderung der gegenseitigen Lage der Körner entgegenwirken. Nun wurde im vorangegangenen Hauptstück gezeigt, daß auch die Reibungskräfte die Wirkung molekularer Nahkräfte darstellen. Der Unterschied zwischen dem festen Körper und dem Boden besteht demnach hauptsächlich darin, daß die Nahkräfte auch im unbelasteten festen Körper wirksam sind, während sie im Boden erst durch einen Außendruck geweckt werden müssen.

Die Festigkeitseigenschaften der spannungsfähigen Körper werden in der Festigkeitslehre durch die zwischen Spannung und Dehnung herrschenden Beziehungen beschrieben. Nachdem sich eine aus Einzelkörnern bestehende Masse erst unter dem Einfluß eines Außendruckes in einen spannungsfähigen Körper verwandelt, ist dieser Druck als dritter Faktor in die Beschriebung der Festigkeitseigenschaften einzuführen. Falls der Außendruck nur in einer Richtung wirkt, muß die Masse durch seitliche Umschließung am Auseinanderfließen verhindert werden. (Zusammendrückung bei verhinderter Seitenausdehnung.)

Wenn man einen festen Körper mit einer starren Hülle umgibt und dann belastet, so übt er auf die Hülle einen Seitendruck aus, dessen Größe durch die Poissonzahl des Körpers festgelegt ist. Gibt die Umschließung nach, so nimmt die Intensität des Seitendruckes ab. Fig. 10 *a* und *b* stellen zwei vollkommen starr gedachte Gefäße dar. Das Gefäß *a* habe dieselben Abmessungen wie der obere Teil *A B C D* des Gefäßes *b*. Fertigt man nun aus einem festen Material zwei Prismen an, welche in spannungslosem Zustand, d. h. auch von der Schwerkraft befreit, genau in die Formen *a* und *b* passen, und stellt man diese Körper in die zu ihnen gehörigen Formen, so erfährt die Form *a* an der Stelle *D* den Seitendruck, welcher einer vollständigen Verhinderung der Seitenausdehnung entspricht. Der Seitendruck, welcher an der Stelle *D* auf die Innenseite der Form *b* ausgeübt wird, ist wesentlich kleiner, weil der untere Teil des Körpers unter dem Einfluß des Eigengewichtes eine Zusammendrückung erleidet. Dadurch rückt die Grundfläche *C D* des Oberteiles nach unten und die Form verhindert die Seitenausdehnung des Oberteiles nicht mehr ganz, sondern nur teilweise.

Um zu erfahren, ob die eben beschriebene, bei Füllung der Formen mit festen

Körpern auftretende Erscheinung auch bei Füllung derselben mit kohäsionslosem Sand auftritt, wurden Holzmodelle der Formen *a* und *b* angefertigt. Dicht oberhalb der Unterkante *D* der geneigten Innenwand *B D* war in jedem Kasten ein zwischen Papierstreifen geführtes Stahlband angebracht. Zunächst wurden die beiden Kästen mit Sand gefüllt. Aus dem Verhältnis der mittleren, zum Herausziehen des Stahlbandes erforderlichen Kräfte (50·8 *g* für den Kasten *a* gegen 28·8 *g* für den Kasten *b*) konnte geschlossen werden, daß der Seitendruck im Kasten *b* nur 56·7% des im Kasten *a* herrschenden Seitendruckes betrug. Die Ordinaten der im Diagramm ersichtlich gemachten Punkte geben die zum Herausziehen des Stahlbandes erforderlichen Kräfte in der Reihenfolge an, in der die Herausziehversuche vorgenommen

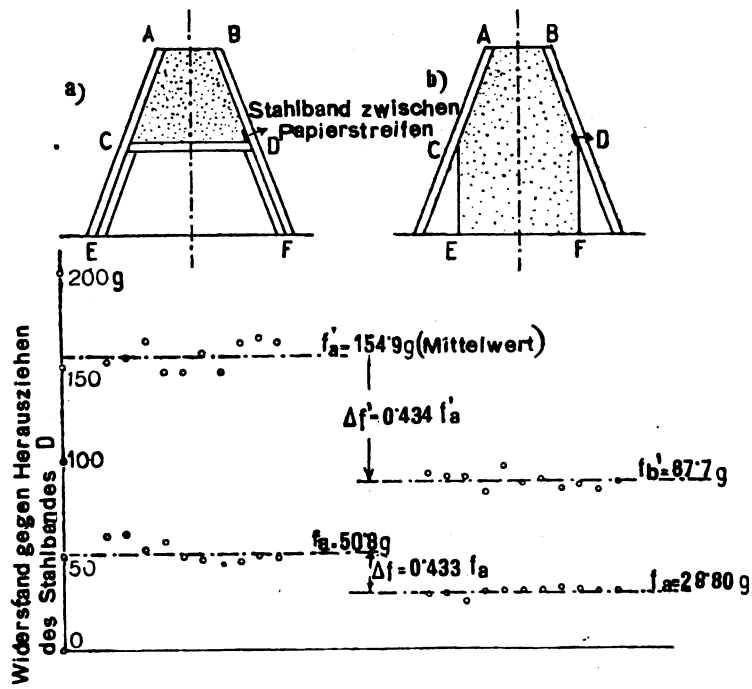


Fig. 10.

wurden. Nach beendigtem Versuch wurden die Kästen entleert, neuerdings mit Sand gefüllt und die Oberfläche des Sandes mit je 25 *kg* belastet. Der Widerstand gegen das Herausziehen des Stahlbandes betrug nunmehr 154·9 *g* (Kasten *a*) gegen 87·7 *g* (Kasten *b*), d. h. der Seitendruck im Kasten *b* belief sich bloß auf 56·6% des im Kasten *a* herrschenden Druckes.

Das Versuchsergebnis läßt erkennen, daß im Sand eine der Querdehnung der festen Körper vergleichbare Erscheinung auftritt und daß der von losen Massen ausgeübte Seitendruck ebenso wie der Seitendruck fester Körper gegen starre Wände eine Funktion der seitlichen Ausdehnung ist.

Läßt man an einer unter dem Einfluß allseitigen, in jeder Richtung mit gleicher Intensität wirkenden Druckes stehenden losen Masse eine gerichtete Zusatzkraft angreifen, so sind die hiebei auftretenden Formänderungen der Formänderung fester Körper bei unbehinderter Seitenausdehnung vergleichbar. Dieser Fall ist, wie im 14. Abschnitt gezeigt wird, in einem aus plastischem oder halbfestem Ton bestehenden Würfel verwirklicht. Der allseitig wirkende Druck wird durch die Oberflächenspannung des Kapillarwassers ausgeübt und die Zusatzkraft kann in der Form einer Belastung des Würfels angebracht werden.

Die Dehnungen sind sowohl bei behinderter als auch bei unbehinderter Seitenausdehnung des Materiales die gesetzmäßigen Wirkungen einer Gruppe gegebener Faktoren. Es läßt sich demnach a priori der Satz aufstellen: Wenn zwei Körper bei Zusammendrückung mit verhinderter Seitenausdehnung ähnliche Spannungs-Dehnungsdiagramme aufweisen, so müssen auch ihre Spannungs-Dehnungsdiagramme für Zusammendrückung bei unbehinderter Seitenausdehnung ihren charakteristischen Eigenschaften nach ähnlich sein. Auf diesen Satz soll bei der Erörterung der Festigkeitseigenschaften der Sande zurückgegriffen werden.

11. Abschnitt.

Die Würfelfestigkeit bindiger Böden.

Für die festen, dem Hookeschen Gesetz nicht gehorchenden Körper hat man auf dem Weg der Beobachtung bloß die zwischen Spannung und Dehnung bei unbehinderter Seitenausdehnung herrschenden Beziehungen kennen gelernt. Für den Sand ließ sich bisher nur die Beziehung zwischen Spannung und Dehnung bei vollkommen verhinderter Seitenausdehnung experimentell feststellen. Bei den bindigen Böden ist man hingegen in der günstigen Lage, beide Sorten von Beziehungen im Laboratorium studieren zu können. Die Festigkeitseigenschaften der bindigen Böden können daher sowohl mit jenen der festen Körper als auch mit jenen der Sande zum Vergleich gebracht und auf ihre Verwandtschaft mit den Festigkeitseigenschaften dieser Stoffe hin geprüft werden.

a) Das Versuchsmaterial. Die in den folgenden Abschnitten als Beispiele angeführten Versuchsergebnisse wurden mit fünf verschiedenen, in Tabelle 19 als I bis V bezeichneten Bodenarten vorgenommen.

Ton I. Verwitterungsprodukt devonischer Kalke und Kalkschiefer von Gökssu in Kleinasien. Der Ton wurde vom Regenwasser von den Gehängen gespült und bildet ein mehrere Meter mächtiges, den Gehängefuß begleitendes Lager. Er wird von den Ortsbewohnern zur Herstellung von Tonwaren benützt. Er ist gelblichbraun, kann bis zur Höhe von mehreren Metern mit senkrechter Böschung abgegraben werden und hat nicht die geringste Neigung zu Rutschungen.

Ton II. Miozäner, mariner Ton aus Beklemé an der thrazischen Küste des Schwarzen Meeres. Rötlichgelb, sandig anzufühlen. An 1- bis 1½-füßigen Einschnittsböschungen treten nach anhaltenden Regengüssen Ausschälungen bis zu einer Tiefe von 1 *m* auf, wobei das abgelöste Material gletscherartig abfließt. (Rutschungstype 9, Tabelle 56.)

Ton III. Hellgelbes, fett anzufühlendes Material, das sich bei einem größeren Erdrutsch aus dem Ton II abgesondert hatte. Es füllte pfützenartig eine Vertiefung des Bodens und war von 4 bis 6 *cm* breiten Schrumpfrissen durchzogen.

Ton IV. Miozäner, mariner Ton von hellblauer Farbe, aus dem Verbreitungsgebiet des Tones II. Er bildet das Hangende eines nahezu ungestörten Braunkohlenflözes und hat eine Mächtigkeit von etwa 50 *m*. In der Grube ist er hart, kann nur schwierig gewonnen werden. Ausgesprochene Neigung zu tiefgreifenden Rutschungen (Rutschungstype 10, Tabelle 56).

Schlamm V. Diluvialer Schlammsand vom Westende des Goldenen Hornes bei Konstantinopel. Er bildet auf eine Länge von mehreren Kilometern den Talgrund des Kiathanétales und hat eine Mächtigkeit bis zu 50 *m*. Die auf dem Schlammlager errichteten Fabriksgebäude erlitten trotz der günstigen Ergebnisse der Belastungsproben und trotz der geringen Einheitsbelastung des Baugrundes (0·8 *kg* pro cm^2) unregelmäßige Setzungen im Höchstausmaß von 45 *cm*.

Die physikalischen Konstanten der fünf Bodenarten, sowie die Ergebnisse der Schlämmanalyse sind aus Tabelle 19 zu entnehmen. (Siehe auch Verteilungskurven I bis V, Fig. 1).

Tabelle 19[105]).

Material	Spez. Gewicht γ der Trockensubstanz[106])	Porenziffer des trockenen Materiales	Konsistenzgrenzen nach Wassergehalt in Gewichtsprozenten				Konsistenzgrenzen durch Porenziffern ausgedrückt			Gleichung der Schwellkurve	Kornzusammensetzung[107])				Verhalten bei der Schlämmanalyse[108])
			Schrumpfgrenze	Ausrollgrenze	Fließgrenze	Plastizitätszahl	Ausrollgrenze	Fließgrenze	Plastizitätszahl		Sand und Mo	Grobschluff	Feinschluff	Kolloidschlamm	
Ton I . . .	2·93	0·48–0·53	12·4–14·3	24·2	58·0	33·8	0·71	1·70	0·99	$\varepsilon = -\frac{1}{52{\cdot}7} ln(p+0{\cdot}00146)+C$	47·5	19·3	4·9	28·3	Schwer schlämmbar
Ton II . .	2·77	0·30	8·8	27·5	56·7	29·2	0·76	1·57	0·81	–	43·4	17·9	17·2	21·5	Normal
Ton III . .	2·72	0·32	9·5	29·0	67·2	38·2	0·79	1·83	1·04	–	6·6	16·3	22·1	55·0	Normal
Ton IV . .	2·85	0·38–0·43	11·1–12·3	26·2	58·1	31·9	0·75	1·66	0·91	$\varepsilon = -\frac{1}{22{\cdot}3} ln(p+0{\cdot}00207)+C$	11·5	18·4	28·5	41·6	Normal
Schlamm V	2·71	0·38	7·9	18·3	36·0	17·7	0·50	0·98	0·48	$\varepsilon = -\frac{1}{73{\cdot}0} ln(p+0{\cdot}0050)+C$	59·1	12·7	15·5	12·7	Schwer koagulierbar

[105]) Nach Versuchen des Verfassers.

[106]) Mit dem Pyknometer bestimmt, nach vorhergegangenem Kochen der Suspension. Das Trockengewicht des Pulvers wurde sofort nach der im Ofen bei 100° C erfolgten Trocknung des Pulvers gemessen.

[107]) Kornbezeichnung nach Fig. 1.

[108]) Siehe 8. Abschnitt, *b*.

b) Versuchsmethoden. Die lufttrockene Bodenprobe wurde in einer Reibschale pulverisiert und durch ein Sieb mit 0·6 *mm* Maschenweite geschickt. Der vom Sieb hindurchgelassene Teil des Pulvers wurde sodann in einer Porzellanschale unter allmählichem Wasserzusatz mit dem Spatel zerdrückt und in einen steifplastischen Teig verwandelt. Zur Herstellung der Würfel dienten zerlegbare, mit Filtrierpapier ausgekleidete Formen. Die Innenabmessungen der kleineren Formen beliefen sich auf $2 \times 2 \times 2$ *cm* und jene der größeren auf $5 \times 5 \times 5$ *cm*. Wesentlich für das Gelingen der Versuche war: zentrische Belastung der Würfel, Aufbringung der Last mit gleichförmiger Geschwindigkeit, Messung der Zusammendrückungen mindestens auf 0·005 *mm* genau und Verhinderung der Verdunstung des Porenwassers für die Dauer des Versuches.

Vor dem Versuch wurde der Würfel zugeschliffen, gewogen und sodann mit Kanadabalsam an ein aus Aluminium hergestelltes, mit zwei Auslegern versehenes Aufsatzstück geklebt. Der obere Teil des Aufsatzstückes war zylindrisch abgedreht. Die Belastung des Würfels erfolgte durch Wasser- oder Schrottgewicht mit Hilfe eines ausbalanzierten Hebels. Der Hebel ruhte auf der zylindrischen Oberfläche des Aufsatzstückes und berührte dasselbe nach einer Erzeugenden, wodurch die Gleichförmigkeit der Druckverteilung zum mindesten für eine Richtung gewährleistet war. Um während des Versuches die Verdunstung des Porenwassers zu verhindern, umgab der Verfasser den Würfel mit einem ringförmigen, nahezu geschlossenen Raum, innerhalb dessen die Luft durch wassergetränkte Watte feucht erhalten wurde. Die Ablesung der Zusammendrückungen erfolgte doppelt, und zwar an den Enden der beiden Ausleger. Sie geschah mit Hilfe präzis gearbeiteter Mikrometerschrauben. Bei den ersten Versuchen wurde der Augenblick, da die Spitze der Mikrometerschraube die Oberfläche des Auslegers berührte, mit Hilfe eines elektrischen Kontaktanzeigers ermittelt, doch erwies sich diese Methode als viel zu ungenau. Der Verfasser konstruierte sodann eine Vorrichtung, bei welcher sich die Berührung zwischen Oberfläche und Schraubenspitze durch eine Änderung in der Verteilung der Interferenzfarben einer dünnen, zwischen zwei Glaslamellen eingeschlossenen Luftschicht zu erkennen gab.

Die Aufbringung des Druckes erfolgte stufenweise, und zwar bei den Würfeln mit höheren Wassergehalten (Druckfestigkeit 2 bis 3 *kg* pro cm^2) in Teilbelastungen von je 100 $g\,cm^{-2}$, bei Würfeln mit niedrigeren Wassergehalten in Teilbelastungen von je 500 $g\,cm^{-2}$ in Zeitintervallen von je drei Minuten. Die Prüfung der halb festen und ganz festen Würfel wurde nicht im Hebelapparat, sondern mit Hilfe einer Festigkeitsmaschine vorgenommen. In angemessenen Zwischenräumen wurde die weitere Steigerung des Druckes eingestellt und die Zunahme der Zusammendrückungen bei konstantem Druck (in der Festigkeitsmaschine die Abnahme des Druckes bei konstanter Zusammendrückung) von Minute zu Minute beobachtet. Sodann wurde der Druck stufenweise auf Null reduziert und neuerdings gesteigert. (Vollkommener Zyklus.)

Nach beendigtem Versuch wurde der Würfel noch einmal gewogen und dann zum Zweck der Bestimmung seines Wassergehaltes bei 100° C fünf Stunden lang getrocknet.

c) Die Versuchsergebnisse. Fig. 11 (Nr. 1 bis 4) stellt die Druck-Zusammendrückungs-Diagramme für Würfel aus Ton I, mit Wassergehalten von 26·9, 23·2, 14·6 und 3% dar. Unter jedem Diagramm sind die den Belastungspausen *a b*, *d e* usw. entsprechenden Zunahmen der Zusammendrückungen bei konstantem Druck bezw. Abnahmen des Druckes bei konstanter Zusammendrückung als Funktionen der Zeit dargestellt. Die Zyklen erscheinen in den Diagrammen als Hysteresisschleifen *b c* usw. Nach Überschreitung des Druckes, bei dem der Zyklus begonnen wurde, lenkt die Kurve tangentiell in die Druckzusammendrückungskurve ein, die sich bei ununterbrochener Drucksteigerung ergeben hätte. Dies zeigt sich besonders deutlich in Fig. 11, Nr. 3.

Die auf den Ordinatenachsen der Diagramme aufgetragenen bezogenen Zusammendrückungen e geben die Verkürzung pro Längeneinheit der Höhe h_0 an, welche der

Würfel nach erfolgter Verdichtung auf eine Porenziffer Null bei unveränderter Grundfläche haben würde. Bezeichnen

h die wahre Höhe des Würfels

ε seine Porenziffer (Formel 3) und

Δh die durch eine gegebene Belastung bewirkte Zusammendrückung,

so beträgt die reduzierte Höhe

$$h_0 = \frac{h}{1+\varepsilon}$$

und die bezogene Zusammendrückung

$$e = \frac{\Delta h}{h_0} = \frac{\Delta h\,(1+\varepsilon)}{h} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (12)$$

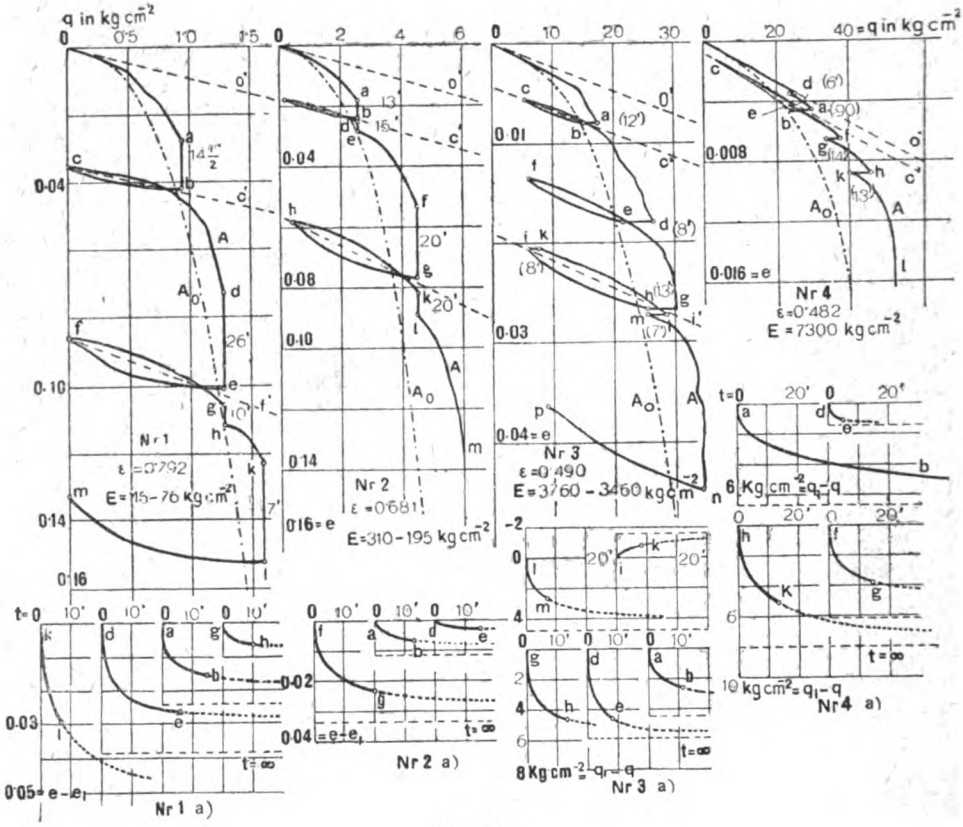


Fig. 11.

Bei den Würfeln Nr. 1 und 2 bewirkte die Steigerung der Belastung über einen Grenzwert $q_{d\,max} = 1{\cdot}86$ bzw. $6{\cdot}20$ *kg* pro *cm*² (Tabelle 21) hinaus eine Ausbauchung der Seitenflächen der Würfel. Bei dem Versuch Fig. 11, Nr. 3, schien die Druckfestigkeit $q_{d\,max}$ bei einem Druck von $34{\cdot}8$ *kg* pro *cm*² erreicht worden zu sein, denn eine geringfügige Zunahme des Druckes hatte eine bedeutende Zunahme der Zusammendrückung zur Folge. Auch in diesem Fall führte die Belastung zu keiner Rißbildung.

Der Würfel Fig. 11, Nr. 4, wurde vor dem Versuch zehn Stunden lang bei 100° C getrocknet und sodann mehrere Tage lang unbedeckt bei Zimmertemperatur auf-

bewahrt. Während dieser Zeit erhöhte sich sein Gewicht infolge hygroskopischer Wasseraufnahme um 3%. Bei einem Druck von 46·4 *kg* pro *cm*² wurden vertikale Haarrisse sichtbar und bei einem Druck von 52·0 *kg* pro *cm*² zerbrach der Würfel in ähnlicher Weise wie ein Betonwürfel durch Ausschälungen an den senkrechten Seitenflächen.

Die Druckfestigkeit der ganz festen Würfel wird erfahrungsgemäß von verschiedenen Umständen (Wassergehalt des Tonteiges, aus dem der Würfel verfertigt wurde, größere oder geringere Sorgfalt bei der Zurichtung der Lagerflächen usw.) in hohem Maße beeinflußt. Die Druckfestigkeit großer trockener Würfel übertrifft im allgemeinen jene der kleinen bedeutend, weil man die großen Würfel gleichmäßiger herstellen kann. Bei den plastischen und halbfesten Würfeln ist der Einfluß der Würfelgröße wesentlich geringfügiger.

Tabelle 20 enthält eine Zusammenstellung der Druckfestigkeiten von Probekörpern aus Ton I. Die Beziehungen zwischen Wassergehalt und Druckfestigkeit sind keineswegs so einfach, als Atterberg annimmt (siehe S. 26). Von einer scharfen

Tabelle 20.

Material: Ton I, Tabelle 19.

Abmessungen der Würfel in *cm*	Wassergehalt in %	Porenziffer e	Druckfestigkeit $q_{d\,max}$ in *kg* pro *cm*²	Anmerkung
1·99 × 1·99 × 1·97	26·9	0·792	1·86	Keine Rißbildung
1·98 × 1·96 × 1·96	23·2	0·681	6·2	
1·98 × 1·98 × 1·95	23·2	0·681	6·3	
4·8 × 4·8 × 4·7	14·6	0·490	34·8	
1·95 × 1·95 × 1·90	14·6	0·490	32·0	
1·92 × 1·92 × 1·82	13·2	0·523	37·5	
1·90 × 1·90 × 1·70	12·8	0·517	38·3	Senkrechter Haarriß bei 34·6 *kg* pro *cm*²
1·90 × 1·90 × 1·76	12·8	0·516	40·2	Senkrechter Haarriß bei 37·1 *kg* pro *cm*²
1·90 × 1·90 × 1·65	12·3	0·504	40·0	Mehrere senkrechte Haarrisse bei 39·0 p. *cm*²
1·88 × 1·88 × 1·80	11·7	0·503	39·0	Wagrechter Haarriß bei 38·6 *kg* pro *cm*²
1·92 × 1·92 × 1·82	11·0	0·535	30·8	Senkrechter Haarriß bei 24·7 *kg* pro *cm*²
1·88 × 1·88 × 1·75	3·0	0·513	37·2	Erster Haarriß bei 16·7, weitere bei 26·9 *kg* pro *cm*²
1·88 × 1·88 × 1·80	3·0	0·502	44·8	Erster Haarriß bei 28·2, weitere bei 34·0 *kg* pro *cm*²
1·88 × 1·88 × 1·77	3·0	0·497	37·8	Zwei senkrechte Haarrisse bei 26·9, wagrechter Haarriß bei 35·3 *kg* pro *cm*²
4·7 × 4·7 × 4·6	3·0	0·482	52·0	Erste Haarrisse bei 46·4 *kg* pro *cm*²

Grenze zwischen Zähigkeit und Festigkeit kann keine Rede sein. Trägt man als Abszissen die Wassergehalte und als Ordinaten die Druckfestigkeiten auf, so erhält man eine Kurve, die nahe der Schrumpfgrenze einen Wendepunkt aufweist und etwas unterhalb der Fließgrenze tangentiell in die Abszissenachse einlenkt.

d) Die Festigkeitsversuche des Am. Found. Comm. In den Jahren 1921 und 1922 beschäftigte sich die Engineering Station of Jowa College[109]) im Auftrage des Am. Found. Comm. mit der Untersuchung der Festigkeitseigenschaften einiger Tone im Zustande natürlicher Lagerung. Zu diesem Zweck wurde eine alte Schottergrube gewählt, deren Boden teils aus gelbem, teils aus blauem Ton bestand. Das Versuchsprogramm lautete: *a*) Herstellung von Spannungs-Dehnungsdiagrammen und die Bestimmung der Zug-, Druck- und Scher-

[109]) Proc. Am. Soc., March 1922, S. 557–579.

festigkeit. *b*) Bestimmung des spezifischen Gewichtes, des Wassergehaltes zur Zeit des Versuches, Reibungsziffer und Durchlässigkeitsziffer. *c*) Vornahme einer chemischen Analyse. *d*) Feststellung des Gehaltes an kolloidalen Bestandteilen. *e*) Feststellung der Änderung der mechanischen Eigenschaften mit der Jahreszeit und den klimatischen Faktoren. Man vermißt in dem Programm die Frage nach den Konsistenzgrenzen sowie die Frage nach den Beziehungen, welche zwischen dem Wassergehalt der Tone und dem Druck bestehen (Fig. 14). Die Kenntnis der letzteren ist zur erschöpfenden Beurteilung der Versuchsergebnisse unerläßlich. Bisher wurden lediglich die Ergebnisse der Festigkeitsversuche veröffentlicht, leider ohne Angabe des Wassergehaltes und des spezifischen Gewichtes der Trockensubstanz.

Zugfestigkeit: Man hob auf dem Grund der Schottergrube Gräben von 1·5 bis 1·8 *m* Tiefe aus, deren Boden durch Quergräben von 0·9 bis 1·2 *m* Weite und 0·75 *m* Tiefe weiterhin unterteilt wurde. Aus den zwischen den Quergräben stehengebliebenen Rippen arbeitete man Prismen mit quadratischer Grundfläche von 43 × 43 *cm* heraus. Zwecks Bestimmung der Zugfestigkeit wurden die Prismen mit Holzkästen umbaut. Vor Aufbringung der Kästen versah man die senkrechten Seitenflächen der Prismen mit einem Gipsbewurf, so daß die Kästen an den Prismen klebten. Die nach oben gerichtete Zugkraft wurde mit einem Flaschenzug von 1 *t* Tragfähigkeit ausgeübt und mit einem Kohlrausch-Dynamometer (Ablesung 2·3 *kg*) gemessen. Die Ergebnisse waren:

Zugfestigkeit des gelben Tones 0·046—0·146, Mittel aus 10 Versuchen 0·102 *kg* pro cm^2
„ „ blauen „ 0·045—0·203, „ „ 14 „ 0·124 *kg* pro cm^2

Scherfestigkeit: Aus den Rippen wurden prismatische Körper mit einer Grundfläche von 60 × 30 *cm* und einer Höhe von 50 *cm* herausgeschnitten. Der Flaschenzug wurde an einen aus Föhrenholzbohlen (15 × 5 *cm*) hergestellten, den abzuscherenden Körper umschließenden Rahmen angehakt und übte die Zugkraft in wagrechter Richtung aus.

Scherfestigkeit eines sandigen Lehmes
0·142—0·172, Mittel aus 3 Versuchen 0·152 *kg* pro cm^2,
Scherfestigkeit des gelben Tones
0·214—0·338, Mittel aus 8 Versuchen 0·286 *kg* pro cm^2,
Scherfestigkeit des blauen Tones
0·179—0·253, Mittel aus 9 Versuchen 0·208 *kg* pro cm^2.

Druckfestigkeit: Aus den Rippen wurden Zylinder von 13 bis 23 *cm* Durchmesser und 17 bis 38 *cm* Höhe herausgeschnitten, sorgfältig vom Untergrund abgesägt und in ein heißes Paraffinbad getaucht, so daß sich die Seitenflächen mit einem die Verdunstung des Porenwassers verhindernden Paraffinfilm von 0·4 *mm* Dicke überzogen. Die Belastung der Würfel geschah mit Hilfe einer Festigkeitsmaschine System Olsen (27 *t* maximale Druckkraft) und die Ablesung der Zusammendrückungen erfolgte an drei Stellen mit Ames Deflektometer (direkte Ablesung 0·025 *mm*, Schätzung 0·0025 *mm*). Der Belastungsprozeß wurde ebenso wie bei den Versuchen des Verfassers durch Zyklen unterbrochen. Unter- und Oberseite der Bodenzylinder waren während der Versuche in Gips gebettet.

Druckfestigkeit des gelben Tones
1·08—2·89, Mittel aus 8 Versuchen 2·00 *kg* pro cm^2,
Druckfestigkeit des blauen Tones
0·65—2·46, Mittel aus 4 Versuchen 1·20 *kg* pro cm^2.

Die Druck-Zusammendrückungsdiagramme gleichen in jeder Hinsicht den Diagrammen Fig. 11 und die vom Verfasser aus den Diagrammen abgeleiteten Daten sind in Tabelle 21 mitgeteilt. Der Wassergehalt der Probekörper muß, nach den niedrigen Festigkeitsziffern zu schließen, etwa gleich der Ausrollgrenze gewesen sein. Der Verfasser nahm für die Berechnung der Daten in Tabelle 11 für das spezifische

Gewicht der Trockensubstanz einen Wert von $\gamma = 2{\cdot}80$ und für den Wassergehalt einen Wert von 25% an. (Porenziffer 0·70.)

e) Die Festigkeitseigenschaften der Bodenwürfel. Fig. 12 stellt das Druck-Zusammendrückungsdiagramm eines Betonwürfels schematisch dar. Nachdem der Beton dem Hookeschen Gesetz nur unvollkommen gehorcht, ist der Begriff „Elastizitätsmodul des Betons" nicht eindeutig festgelegt. v. Bach, Schüle und andere betrachten lediglich den Hauptast als charakteristisch für das Material und sprechen daher, infolge der gekrümmten Form dieses Hauptastes, von einem veränderlichen Elastizitätsmodul (Potenzformeln). Der Verfasser leitet den Elastizitätsmodul grundsätzlich aus dem umkehrbaren, durch die Hysteresisschleifen dargestellten Teil der Formänderungen ab. Im Sinne dieser Auffassung ist der Elastizitätsmodul durch die Kotangente des Winkels α gegeben, welchen die Hysteresisschleifen mit der Abszissenachse bilden. Nachdem die Hysteresisschleifen untereinander parallel sind, kann auch der Elastizitätsmodul als konstant angesehen werden. In der Tat zeigen die Versuche mit Bodenwürfeln, daß der Verlauf des Hauptastes der Druckdiagramme von der Herstellungsart der Würfel und anderen unwesentlichen Faktoren abhängt, während der Elastizitätsmodul von diesen Faktoren unabhängig ist. Das Material wird demnach durch den im Sinne unserer Auffassung definierten Elastizitätsmodul eindeutiger gekennzeichnet als durch die aus dem Verlauf des Hauptastes abgeleiteten Konstanten.

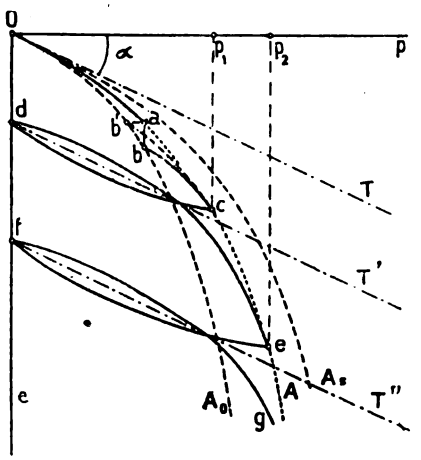


Fig. 12.

Der Hauptast A des Druckdiagrammes Fig. 12 kann angenähert durch die Formel

$$e = \frac{q}{E} + c_1 q^n \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (13)$$

beschrieben werden, worin e die bezogene Zusammendrückung, q den Druck pro Flächeneinheit und E den Elastizitätsmodul bedeuten. c_1 und n sind Konstante. $q : E$ stellt den elastischen (umkehrbaren oder reversiblen) und $c_1 q^n$ den bleibenden (irreversiblen) Teil der Formänderung dar.

Die in einem festen Körper durch Änderung des Spannungszustandes bewirkten Formänderungen erleiden infolge der im Innern des Körpers wirksamen Reibungswiderstände eine Verzögerung. A. A. Michelson[110]) hat den zeitlichen Verlauf der Formänderungen an festen Körpern (Pb, Sn, Al, Zn, Fe, Stahl, Quarz, Glas, Kalk, Schiefer, Marmor, Wachs, Pech, Gelatine, Gummi) studiert. Er unterscheidet im zeitlichen Verlauf des Formänderungsprozesses drei aufeinanderfolgende Phasen:

1. Nahezu plötzlich eintretende, reversible Formänderung (Rapid elastic Yield).

2. Langsam eintretende, reversible Formänderung, deren Geschwindigkeit mit der Zeit abnimmt und welche sich nach erfolgter Entlastung des Körpers langsam, aber vollständig rückbildet (Elastico-viscous Displacement).

3. Noch langsamer stattfindende, irreversible Formänderung (viscous Displacement), deren Geschwindigkeit ebenfalls mit der Zeit abnimmt. Hiezu kommt

[110]) The Laws of Elastico-Viscous Flow. Proceedings of the National Academy of Sciences, May 15, 1917.

4. Rasch auftretende bleibende Formänderung, welche der Körper selbst bei außerordentlich kurzer Dauer der Beanspruchung erleidet (Lost motion).

Diese Verzögerungen im Zustandekommen der Formänderungen sind unter dem Sammelnamen „Elastische Nachwirkungen" bekannt. In Fig. 12 wurde schematisch und in übertriebenem Maßstab dargestellt, wie die elastischen Nachwirkungen im Druckdiagramm eines Betonwürfels in Erscheinung treten. Wenn man den Belastungsprozeß unterbricht (Strecke $a\,b$, Fig. 12), so nehmen die Zusammendrückungen bei konstantem Druck noch weiterhin zu. Infolgedessen beeinflußt die Geschwindigkeit der Belastungssteigerung den Verlauf des Hauptastes A. Die Wirkung einer sehr rasch erfolgenden Belastungssteigerung wird durch den Hauptast A_s und die Wirkung einer mit unendlich kleiner Geschwindigkeit vorgenommenen Steigerung der Belastung durch die Kurve A_0 dargestellt. Je kleiner die Geschwindigkeit der Drucksteigerung, desto näher rückt der Hauptast A an die Kurve A_0 heran.

Unterbricht man die Steigerung der Belastung und hält die Zusammendrückung konstant (Strecke $a\,b'$), so sinkt der Druck mit abnehmender Geschwindigkeit auf den Wert, welcher durch die Abszisse des Punktes b' der Kurve A_0 festgelegt ist. Nach erfolgter Wiederaufnahme der Belastungssteigerung lenkt die Kurve tangentiell in die Kurve A ein, welche der gewählten Drucksteigerungsgeschwindigkeit entspricht. Entlastet man den Würfel vollständig, so dauert die Ausdehnung desselben auch noch nach erfolgter Entlastung weiter, wobei die Ausdehnungsgeschwindigkeit abnimmt.

Die Bodenwürfel Fig. 11 weisen alle charakteristischen Eigenschaften des Betonwürfels Fig. 12 auf, mit dem einzigen Unterschied, daß die elastischen Nachwirkungen offenkundiger und leichter zu beobachten sind. Unsere Aufgabe besteht demnach zunächst darin, die Eigenschaften der Bodenwürfel nach den in der Festigkeitslehre üblichen Methoden zu beschreiben und ihre Beziehungen zu den maßgebenden Faktoren Wassergehalt, Porenziffer usw. aufzudecken.

f) Der Begriff der „bezogenen Dehnung". Trotz der engen Verwandtschaft zwischen den Festigkeitseigenschaften der festen Körper und jenen des Bodens läßt sich der Begriff der „bezogenen Dehnung" fester Körper nicht ohneweiters auf lose Massen übertragen. Die bezogene Dehnung eines festen Körpers bedeutet die durch Spannung hervorgerufene Längenänderung pro Längeneinheit des unbelasteten Körpers. Bei tonhältigen Bodenarten würde die Beibehaltung dieser Definition zu Unklarheiten führen, weil die Abmessungen des unbelasteten Bodenkörpers veränderliche Größen sind. Beim Austrocknen eines Tonwürfels ändern sich die Seitenlängen, und die nach dem überlieferten Verfahren aus einer gegebenen Längenänderung des Körpers berechnete bezogene Dehnung wäre eine Funktion des Wassergehaltes. Noch bedenklicher sind die Widersprüche, die sich aus der Anwendung des gebräuchlichen Begriffes der bezogenen Zusammendrückung auf eine bei verhinderter Seitenausdehnung zusammengepreßte Sandmasse ergeben. In diesem Falle wäre die bezogene Dehnung eine Funktion der Porenziffer, die der Sand vor Aufbringung der Belastung aufwies. Um diese Unklarheiten auszuschalten, sei ein für allemal vereinbart, die Dehnung auf die Längeneinheit der bei unverändertem Querschnitt auf eine Porenziffer Null verdichteten Masse zu beziehen. Im Sinne dieser Begriffsbestimmung ist die Porenziffer ε als Anfangsdehnung aufzufassen.

g) Der Elastizitätsmodul und die Brüchigkeit des Bodens. Der Elastizitätsmodul des Bodens ist, wie bereits erwähnt, durch die Kotangente des Winkels gegeben, welchen die Hysteresisschleifen mit der Abszissenachse bilden. Sein Wert nimmt bei Bodenwürfeln erfahrungsgemäß mit der Zunahme der Belastung merklich ab. Die Abnahme beträgt bei Würfeln mit hohem Wassergehalt etwa 30%, bei halbfesten und ganz festen Würfeln 10—20%. Ihre Ursachen werden im 15. Abschnitt, S. 107, dargelegt. Sie haben mit den Festigkeitseigenschaften der Böden

nichts zu tun. Die elastischen Eigenschaften des Würfels sind durch den Größtwert des Elastizitätsmoduls gekennzeichnet.

Die Brüchigkeit des Bodens wird nach dem Wert der größten elastischen Formänderung $q_{d\,max} : E$ beurteilt, welche der Boden zu erleiden vermag. $q_{d\,max}$ bedeutet die Druckfestigkeit. Je kleiner $q_{d\,max} : E$, desto brüchiger ist der Boden. Verfasser bezeichnet demnach den reziproken Wert

$$\frac{E}{q_{d\,max}} = B \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (14)$$

als Brüchigkeitsziffer. Die Brüchigkeit eines Bodens nimmt mit zunehmendem Wassergehalt ab (Tabelle 21). Die Brüchigkeit des kolloidschlammreichen, hochplastischen Tones IV beträgt 27·1 bis 60·5, jene des sandreichen Tones I 50·0 bis 140 und die des Betons auf Druck 770. Die Brüchigkeit der vom Am. Found. Comm. untersuchten Bodenproben ist aus später zu erörternden Gründen wesentlich größer als die des Tones I.

Die Probewürfel 5 bis 8, Tabelle 21, wurden ebenso wie die Würfel 1 bis 4 aus steifplastischem Teig angefertigt und hatten vor dem Versuch eine Verdichtung durch Austrocknung erfahren. Obendrein war es nicht sicher, ob nicht diese Würfel etwas Luft enthielten. Es schien daher wünschenswert, die Festigkeitseigenschaften eines luftfreien Würfels zu untersuchen, dessen Wassergehalt nicht durch Schrumpfung, sondern durch mechanischen, unter Wasser wirkenden Druck auf das gewünschte Maß gebracht worden ist. Zu diesem Zweck fertigte der Verfasser eine aus dünnem Zinkblech bestehende, an ihrer Innenseite mit Filtrierpapier ausgekleidete Würfelform an, setzte die Form in einen Bronzering von 6 *cm* Durchmesser und 4 *cm* Höhe, und füllte den Ring mit plastischem, luftfreiem, aus Ton IV bereitetem Teig (Wassergehalt 32%), so daß die Würfelform mit Teig gefüllt und obendrein gänzlich von Teig umgeben war. Der mit Teig beschickte Ring kam zwischen zwei Filter (Versuchsanordnung Fig. 13). Sodann wurde der Teig unter Wasser gesetzt und sein Wassergehalt in der Festigkeitsmaschine durch Dauerbelastung mit 7 *kg* pro cm^2 auf 24·3% ($\varepsilon = 0{\cdot}695$) herabgemindert. Nach erfolgter Entlastung der Tonschicht konnte die mit Ton gefüllte Würfelform bloßgelegt und ihr Inhalt für den Druckversuch formatisiert werden. Es ergaben sich sowohl für den Elastizitätsmodul als auch für die Druckfestigkeit des Würfels die Werte, welche auf Grund der Ergebnisse der Versuche mit den Würfeln 5 bis 8, Tabelle 21 (siehe auch Formel 27) zu erwarten waren. Die Verdichtungsart und ein geringfügiger Luftgehalt haben demnach auf die Festigkeitseigenschaften keinen nennenswerten Einfluß.

h) Der Hauptast des Spannungs-Dehnungsdiagrammes und der Elastizitätsgrad des Bodens. Der Verlauf des Hauptastes hängt, wie bereits erwähnt, bis zu einem gewissen Grad von der Geschwindigkeit ab, mit welcher die Steigerung der Belastung erfolgt. Bei sehr großer Belastungsgeschwindigkeit ergibt sich die Kurve A_s, Fig. 12, und bei sehr geringer Belastungsgeschwindigkeit würde der Hauptast nach A_0, Fig. 12, verlaufen. Je geringer die Belastungsgeschwindigkeit, desto näher rückt der Hauptast an die Kurve A_0, Fig. 12, heran. Um die Ergebnisse der mit verschiedener Belastungsgeschwindigkeit durchgeführten Versuche miteinander vergleichen zu können, empfiehlt es sich daher, diese Ergebnisse auf die Belastungsgeschwindigkeit Null zu reduzieren (strichpunktierte Kurven A_0 in Fig. 11). Die Ordinaten des reduzierten Hauptastes geben die Zusammendrückungen an, welche der Probekörper bei einer Aufbringung der Belastungsraten in ∞ langen Zeitintervallen erfahren würde. Der Verlauf des reduzierten Hauptastes läßt sich aus den durch die Schaulinien Fig. 11, 1 *a* bis 4 *a*, dargestellten Beziehungen zwischen der Zeit und der Zusammendrückung, bezw. zwischen der Zeit und dem Druck ermitteln. Unter dem durch Gleichung 13 festgelegten Hauptast des Spannungs-Dehnungsdiagrammes werde

Tabelle 21.

Material	Würfel Nr.	Wassergehalt in Prozent	Porenziffer ε	Gleichung des Hauptastes $e = \frac{q}{E} + c\left(\frac{q}{E}\right)^3$	Elastizitätsmodul E in kg pro cm^2	Druckfestigkeit $q_{d\,max}$ in kg pro cm^2	Brüchigkeit $B = \frac{E}{q_{d\,max}}$	Elastizitätsgrad $\frac{1}{c}$	p_s in kg pro cm^2	$\frac{E^{115})}{p_s}$	$p_k = \frac{1+2\zeta_0}{3} \cdot p_s$
Ton I[111])	1	26·9	0·792	$e = \frac{q}{115} + 76200 \cdot \left(\frac{q}{115}\right)^3$	115–76	1·86	61·8	$1{\cdot}31 \cdot 10^{-5}$	3·4	33·8	2·72
$\gamma = 2{\cdot}93$	2	23·2	0·681	$e = \frac{q}{310} + 39500 \cdot \left(\frac{q}{310}\right)^3$	310–195	6·20	50·0	$2{\cdot}53 \cdot 10^{-5}$	10·0	31·0	8·0
$\zeta_0 = 0{\cdot}70$	3	14·6	0·490	$e = \frac{q}{3760} + 77000 \cdot \left(\frac{q}{3760}\right)^3$	3760–3460	34·80	108	$1{\cdot}30 \cdot 10^{-5}$	110·0	34·2	88·0
	4	3·0	0·482	$e = \frac{q}{7300} + 52300 \cdot \left(\frac{q}{7300}\right)^3$	7300–6100	52·0	140	$1{\cdot}91 \cdot 10^{-5}$	–	–	(171·0)
Ton IV[112])	5	26·0	0·741	$e = \frac{q}{56{\cdot}7} + 16400 \cdot \left(\frac{q}{56{\cdot}7}\right)^3$	56·7–41·8	2 00	28·3	$6{\cdot}10 \cdot 10^{-5}$	4·9	11·6	4·08
$\gamma = 2{\cdot}85$	6	18·9	0·539	$e = \frac{q}{314} + 15920 \cdot \left(\frac{q}{314}\right)^3$	314–271	11·6	27·1	$6{\cdot}29 \cdot 10^{-5}$	24·0	13·1	20·0
$\zeta_0 = 0{\cdot}75$	7	16·3	0·465	$e = \frac{q}{484} + 16400 \cdot \left(\frac{q}{484}\right)^3$	484–450	13·8	35·2	$6{\cdot}10 \cdot 10^{-5}$	38·0	12·7	31·6
	8	4·2	0·390	$e = \frac{q}{5200} + 16600 \cdot \left(\frac{q}{5200}\right)^3$	5200	86·0	60·5	$6{\cdot}03 \cdot 10^{-5}$	–	–	(339)
Gelber Ton[112])	C_3	?	0·7 (?)	n in Formel 13 gleich 2·0	1050–610	2·08	503	sehr gering	?	?	?
Blauer Ton	C_5	?	0·7 (?)	$e = \frac{q}{208} + 213000 \cdot \left(\frac{q}{208}\right)^3$	208–140	0·96	217	$0{\cdot}468 \cdot 10^{-5}$	?	?	?
Blauer Ton	C_6	?	0·7 (?)	n in Formel 13 gleich 2·4	98[113])	0·66	148	sehr gering	?	?	?
Beton[114])	–	–	–	$e = \frac{q}{154000} + 710000 \cdot \left(\frac{q}{154000}\right)^3$	154000	200	770	$0{\cdot}141 \cdot 10^{-5}$	–	–	–

[111]) Siehe Tabelle 20. – [112]) Proc. Am. Soc., March 1922. S. 570–579, Fig. 10–12. – [113]) Die Elastizitätsziffern der Würfel C_3, C_5 und C_6 wurden auf Grund der Annahme $\varepsilon = 0{\cdot}7$ mit Hilfe der Formel 12 ermittelt. – [114]) Nach einem Diagramm in Gilmore, Limes, Mortar and Concrete. Beton 1 : 3 : 6. – [115]) Für E wurde der Größtwert des Elastizitätsmoduls eingeführt.

in Hinkunft nur der auf die Belastungsgeschwindigkeit Null reduzierte Hauptast verstanden.

Der Wert des Koeffizienten n in Gleichung 13 liegt zwischen den Grenzen 2·4 und 3·4 und kann in den meisten Fällen mit hinreichender Genauigkeit gleich 3·0 gesetzt werden. Mit $n = 3$ geht die Gleichung 13 über in

$$e = \frac{q}{E} + c_1 q^3 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (15)$$

Tabelle 21 enthält die auf Grund der Beobachtungsergebnisse ermittelten Gleichungen der reduzierten Hauptäste A_0 für die Würfel 1 bis 8 sowie für die vom Am. Found. Comm. untersuchten Würfel.

Um die den verschiedenen Wassergehalten einer gegebenen Bodenart entsprechenden Spannungs-Dehnungsdiagramme miteinander vergleichen zu können, bringe man die Gleichung 15 auf die Form

$$e = \frac{q}{E} + (c_1 E^3)\left(\frac{q}{E}\right)^3 = \frac{q}{E} + c\left(\frac{q}{E}\right)^3 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (16)$$

worin $c = c_1 E^3$ eine nicht nur vom Material, sondern, innerhalb gewisser Grenzen, auch von der Entstehungsgeschichte des Probekörpers abhängige Konstante bedeutet. Je weicher der Würfel war, aus welchem der Probekörper durch Schrumpfung hervorgegangen ist, desto größer ist auch der Wert von c. Dieser Wert bestimmt für jeden Wert von $\frac{q}{E}$ das Verhältnis zwischen dem unelastischen und dem elastischen Teil der Zusammendrückung. Der reziproke Wert von c wird demnach der Elastizitätsgrad genannt. Er ist ein Maß für den Grad der Annäherung, mit welcher ein Material dem Hookeschen Gesetz gehorcht. Für einen vollkommen elastischen Körper wäre der Elastizitätsgrad $\frac{1}{c} = \infty$. Aus den in Tabelle 21 mitgeteilten Werten geht hervor, daß der Elastizitätsgrad von Tonwürfeln, welche aus einem Teig von bestimmtem Wassergehalt geformt und durch Schrumpfung verdichtet worden sind, innerhalb verhältnismäßig enger Grenzen schwankt und als konstant angesehen werden kann. Dies gilt insbesondere für die Würfel 5 bis 8 (Ton IV), weil sämtliche Würfel dieser Serie aus derselben plastischen Masse, die Würfel der Serie 1 bis 4 (Ton I) hingegen aus Tonteig mit verschiedenen Anfangswassergehalten hergestellt wurden.

Die vom Verfasser untersuchten Bodenproben folgen im Sinne der Definition des Elastizitätsgrades strenger dem Hookeschen Gesetz als der Beton. (Tabelle 21.) Nachdem jedoch ihre Brüchigkeit (Formel 14) wesentlich geringer ist als jene des Betons, können sie trotz ihres hohen Elastizitätsgrades wesentlich größere bleibende Formänderungen erleiden als jener. Der Elastizitätsgrad der vom Am. Found. Comm. im Zustand der ursprünglichen Lagerung untersuchten Bodenproben ist nach Tabelle 21 von derselben Größenordnung oder kleiner als der Elastizitätsgrad des Betons und wesentlich kleiner als der Elastizitätsgrad der vom Verfasser untersuchten Würfel. Die Ursachen dieser Erscheinung werden im 22. Abschnitt, *f*, erörtert.

k) Der zeitliche Verlauf des Ausgleiches der inneren Reibungsspannungen. Die von der Zeit abhängigen Zustandsänderungen der Bodenwürfel sind in Fig. 11 unterhalb der Diagramme Nr. 1 bis 4 graphisch dargestellt und lassen sich in zwei Gruppen einteilen:

A. Abnahme des Druckes q bei gleichbleibender Zusammendrückung e_1 (Fig. 11, Nr. 3*a* und 4*a*).

B. Zunahme der Zusammendrückung e bei gleichbleibender Belastung q_1 (Fig. 11, Nr. 1*a* und 2*a*).

ad A. Bedeuten q_1 die Belastung, bei welcher der Versuch unter Konstanthaltung der Zusammendrückung e_1 unterbrochen wurde,
q' den Druck, welcher auf den Würfel nach Ablauf einer Zeit t,
q den Druck, der auf den Würfel nach Ablauf einer Zeit $t = \infty$ wirkt, und
$\Delta q = q' - q$ sowie $\Delta q_1 = q_1 - q$,

so kann man die Beziehung, welche erfahrungsgemäß zwischen den Größen t und Δq besteht, mit hinreichender Genauigkeit durch die empirische Formel

$$\Delta q = - c_e \sqrt[3]{\frac{dq}{dt}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (17)$$

ausdrücken, in welcher c_e eine Konstante bedeutet. Tabelle 22 enthält die Werte von c_e für die von der Zeit abhängigen Zustandsänderungen der Würfel 3 und 4, Fig. 11. In den Druck-Porenzifferdiagrammen Fig. 11, Nr. 3 und 4, der Würfel 3 und 4 erscheinen diese Zustandsänderungen als wagrechte Strecken *a b*, *d e* usw.

Tabelle 22.

Würfel [116])	Pause[117])	q_1 $kg\,cm^{-2}$	Δq_1 $kg\,cm^{-2}$	$\frac{\Delta q_1}{q_1}$	c_e $kg^{\frac{1}{3}}cm^{-\frac{2}{3}}min^{\frac{1}{3}}$	$\frac{E[118])}{c_e}$	$\frac{p_k}{c_e}$	Anmerkung
Nr. 3, Fig. 11 *c*	*a b*	17·7	4·45	0·252	3·92	959	22·4	
$\varepsilon = 0{\cdot}490$	*d e*	26·7	5·90	0·221	3·71	1016	23·7	
$E = 3760 - 3460$	*g h*	30·0	6·14	0·205	4·25	884	20·7	
$kg\,cm^{-2}$	*i k*	5·8	−1·45	−0·250	(2·32)	(1620)	(37·9)	Nach vorhergegangener Druckvermind.
$p_k = 88{\cdot}0\,kg\,cm^{-2}$								
Nr. 4, Fig. 11 *d*	*a b*	28·0	6·70	0·239	7·97	914	21·5	
$\varepsilon = 0{\cdot}482$	*d e*	23·7	1·34	0·057	(0·98)	(7460)	(175·0)	Nach einem
$E = 7300 - 6100$	*f g*	37·4	6·18	0·165	5·87	1240	29·1	Zyklus
$kg\,cm^{-2}$	*h k*	45·6	7·95	0·174	5·82	1250	29·3	
$p_k = 171{\cdot}0\,kg\,cm^{-2}$								

Die zeitliche Abnahme des Druckes wird vom Verfasser auf das allmähliche Verschwinden unausgeglichener, im 15. Abschnitt, *c*, ausführlich erörterter Reibungsspannungen zurückgeführt. Aus Formel 17 ergibt sich

$$\frac{dq}{dt} = - \left(\frac{\Delta q}{c_e}\right)^3 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (18)$$

d. h. je kleiner der Wert von c_e, desto größer ist bei gegebener Intensität Δq der unausgeglichenen Reibungsspannungen die Geschwindigkeit, mit welcher sich der Spannungsausgleich vollzieht. Der Wert c_e schwankt für jeden Würfel innerhalb verhältnismäßig enger Grenzen. Nach erfolgter Entlastung des Probekörpers nimmt der Druck bei konstanter Zusammendrückung nicht ab, sondern zu (Fig. 11, Nr. 3, Strecke *i k*). Die innere Reibung verhindert in diesem Falle die rasche Ausdehnung des Würfels und der Äquivalentdruck der unausgeglichenen Reibungsspannungen ist negativ. Setzt man nach erfolgter Entlastung des Würfels oder nach erfolgter zeitlicher Unterbrechung eines kontinuierlichen Belastungsvorganges die Steigerung der Be-

[116]) Bezeichnung nach Tabelle 21.
[117]) Bezeichnung nach Fig. 11 (wagrechte Strecken, sowie Zeit-Druckdiagramme).
[118]) Größtwert der in der ersten Kolonne angegebenen Werte der Elastizitätsziffer *E*.

lastung wieder mit der ursprünglichen Belastungsgeschwindigkeit fort, so mündet die Schaulinie tangentiell in die Kurve A (Fig. 11 und Fig. 12), welche sich bei stetiger Steigerung der Belastung ergeben hätte. Nach erfolgter zeitlicher Unterbrechung des Versuches oder nach einem Belastungszyklus nimmt c_e erst dann seinen normalen Wert an, nachdem die Schaulinie der Zusammendrückungen neuerdings mit dem Hauptast A des Diagrammes (Fig. 11 und Fig. 12) identisch geworden ist. Im Stadium des Überganges ist c_e wesentlich kleiner (Tabelle 22, Würfel Nr. 3, *i k*, und Würfel Nr. 4, *d e*). Für Würfel mit verschiedenen Wassergehalten ist der normale Wert von c_e umso größer, je größer der Elastizitätsmodul des Würfels ist, d. h. je größer der Elastizitätsmodul, desto langsamer erfolgt, bei gegebener Intensität Δq der unausgeglichenen Reibungsspannungen, der Spannungsausgleich. Der zu normalen Werten von c_e gehörige normale Wert von Δq beläuft sich nach Tabelle 22 auf etwa 20% des Wertes von q_1.

ad B. Bedeuten e_1 die Zusammendrückung, bei welcher der Versuch unter Konstanthaltung der Belastung q_1 unterbrochen wurde,
e' die Zusammendrückung nach Ablauf einer Zeit t,
e die Zusammendrückung nach Ablauf einer Zeit $t = \infty$ und
$\Delta e = e - e'$ sowie $\Delta e_1 = e - e_1$,
so gilt mit hinreichender Annäherung

$$\Delta e = c_q \sqrt[3]{\frac{de}{dt}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (19)$$

Auch die zeitliche Verzögerung der Zusammendrückung wird vom Verfasser auf die bereits erwähnten unausgeglichenen Reibungsspannungen zurückgeführt, welche in diesem Falle einen Teil der Belastung q kompensieren und erst im Laufe der Zeit verschwinden. Um den Verlauf der durch die Formeln 17 und 19 ausgedrückten Zustandsänderungen miteinander vergleichen zu können, sei in der Formel 19 an Stelle von Δe die Zusatzbelastung Δq eingeführt, welche erforderlich wäre, um bei einer Belastung q_1 die zusätzliche Zusammendrückung Δe zu bewirken. Der Quotient aus Δq und Δe kann für jeden Wert von q_1 aus dem Verlauf des Hauptastes A (Fig. 11, Nr. 1 und Nr. 2) ermittelt werden. Setzt man

$$\frac{\Delta q}{\Delta e} = a,$$

so geht Formel 19 über in

$$\Delta e = \frac{\Delta q}{a} = c_q \sqrt[3]{\frac{dq}{a\,dt}}.$$

Hieraus

$$\Delta q = \frac{a\,c_q}{\sqrt[3]{a}} \sqrt[3]{\frac{dq}{dt}} = c_e' \sqrt[3]{\frac{dq}{dt}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (20)$$

worin $c_e' = a^{\frac{1}{3}}\, c_q$ eine Konstante bedeutet. Die Entlastung des Probekörpers sowie die zyklische Belastung desselben (von q auf 0 und von 0 auf q) beeinflussen den Wert von c_e' in derselben Weise, wie den Wert von c_e für die zeitliche Abnahme des Druckes bei konstanter Zusammendrückung (Tabelle 23), nur beläuft sich der normale Wert von c_e' für ein und denselben Würfel bloß auf 20% bis 25% des normalen Wertes von c_e. Unterbricht man daher den Versuch bei einer Belastung q_1 (Punkt a, Fig. 12), so nähert sich der Punkt im Diagramm bei Konstanthaltung der Zusammendrückung (Strecke $a\,b'$) vier- bis fünfmal so schnell dem reduzierten Hauptast A_0, als dies bei Konstanthaltung des Druckes (Strecke $a\,b$) der Fall wäre.

i) Die elastischen Nachwirkungen und die Hysteresisschleifen. Im Spannungs-Dehnungsdiagramm eines festen Körpers, der streng dem Hookeschen Gesetz gehorcht, würde die Wirkung eines Belastungszyklus als eine gerade, durch

den Koordinatenanfangspunkt hindurchgehende Linie erscheinen, welche sich mit der Schaulinie für die Wirkung der erstmaligen Belastung deckt und deren Lage von der Geschwindigkeit der Belastungssteigerung unabhängig wäre. Jede Abweichung vom Hookeschen Gesetz deutet auf das Auftreten bleibender Formänderungen, d. h. auf bleibende Änderungen in der Struktur des Körpers. Bei der Änderung der Struktur sind die an den Berührungsflächen der Körner wirksamen Reibungswiderstände zu überwinden, wobei Arbeit in Wärme verwandelt wird. Der Flächeninhalt der Hysteresisschleifen ist ein Maß für die aufgewendete Arbeit.

Tabelle 23.

Würfel[119])	Pause[120])	q_1 $kg\,cm^{-2}$	Δe_1	a $kg^{-1}\,cm^{-2}$	$\Delta q_1 = a\,\Delta e_1$ $kg\,cm^{-2}$	$\frac{\Delta q_1}{q_1}$	c_e' $kg^{\frac{1}{2}}cm^{-\frac{1}{2}}min^{\frac{1}{3}}$	$\frac{E}{c_e'}$[121])	$\frac{p_k}{c_e'}$
Nr. 1, Fig. 11 *a*	*a b*	0·92	0·0242	13·58	0·328	0·357	0·647	178·0	4·20
$\varepsilon = 0{\cdot}792$	*d e*	1·26	0·0385	5·56	0·213	0·170	0·452	255·0	6·01
$E = 115-76\ kg\,cm^{-2}$	*k l*	1·60	0·0625	3·70	0·232	0·145	0·388	296·0	6·99
$p_k = 2{\cdot}72\ kg\,cm^{-2}$									
Nr. 2, Fig. 11 *b*	*a b*	2·57	0·0113	68·15	0·77	0·299	1·50	206·0	5·32
$\varepsilon = 0{\cdot}681$									
$E = 310-195\ kg\,cm^{-2}$	*f g*	4·48	0·0337	37·75	1·27	0·283	1·86	166·0	4·30
$p_k = 8{\cdot}0\ kg\,cm^{-2}$									

Bei abnehmender Belastung wirken die Reibungswiderstände zunächst einer Strukturänderung energisch entgegen. Umso freiwilliger folgen dann die Körner, bei niedrigeren Drücken, ihrer Bewegungstendenz. Läßt man, nach erfolgter Entlastung, die Belastung wieder zunehmen, so widersetzen sich die Reibungswiderstände bei niedrigen Belastungen der Zusammendrückung und die Zusammendrückungen bleiben hinter dem Maß der rein elastischen Formänderung zurück. Man kann sich von diesem Sachverhalt überzeugen, wenn man für die beiden Äste einer Hysteresisschleife als Abszissen die Belastungen q und als Ordinaten die Werte der Quotienten $\frac{\Delta q}{\Delta e}$ aufträgt. Unterbricht man den Zyklus im Laufe der Entlastung, so nimmt der Druck, bei Konstanthaltung der Zusammendrückung, zu; geschieht dies im Laufe der Wiederbelastung, so nimmt er ab. Diese Erscheinungen sind für den Boden ebenso wie die bei der erstmaligen Belastung auftretenden, zeitlich verlaufenden Zustandsänderungen auf unausgeglichene Reibungsspannungen zurückzuführen. Sie können auch an festen Körpern beobachtet werden und sind in diesem Falle unter dem Sammelnamen „elastische Nachwirkungen" bekannt.

12. Abschnitt.

Der Wassergehalt tonreicher, luftfreier Böden als Funktion der Belastung der Bodenoberfläche.

Nachdem der Wassergehalt einer luftfreien Tonmasse in geradem Verhältnis mit der Porenziffer ε zunimmt, ist er ebenso wie die Porenziffer eine Funktion des Druckes, unter dem die Masse steht. Um die zwischen Druck und Wassergehalt

[119]) Bezeichnung nach Tabelle 21.

[120]) Bezeichnung nach Fig. 11 (senkrechte Strecken, sowie Zeit-Zusammendrückungs-Diagramme).

[121]) Größtwert der in der ersten Kolonne angegebenen Werte des Elastizitätsmoduls *E*.

herrschenden Beziehungen einwandfrei feststellen zu können, ist es unerläßlich, den Ton während des Versuches unter Wasser zu halten, um auf diese Weise die Möglichkeit des Auftretens einer durch die Oberflächenspannung des Kapillarwassers erzeugten, unbeabsichtigten Zusatzbelastung auszuschließen.

a) Die Versuchsmethode. Die in trockenem Zustand pulverisierte Bodenprobe wurde durch ein Sieb mit einer Maschenweite von 0·6 *mm* geschickt. 350 *g* des abgesiebten Pulvers wurden in einer Porzellanschale unter allmähligem Wasserzusatz mit dem Finger zerquetscht und in einen dickflüssigen Brei verwandelt, dessen Wassergehalt etwa der Grenze der Dickflüssigkeit (Tabelle 7) entsprach. Nach Entnahme einer zur Bestimmung des Wassergehaltes dienenden Probe von etwa 30 *g* wurde der Brei in den Apparat Fig. 13 *a* eingebracht. Der Apparat besteht aus dem Glaszylinder *G*, der durch einen Gummiring *R* gegen die bronzene Bodenplatte *B* abgedichtet ist. Auf der Bodenplatte *B* ruht eine kreisrunde Filtrierpapierscheibe und auf dieser Scheibe ein Bronzering *I*. Nach erfolgter Einfüllung des Tonbreies

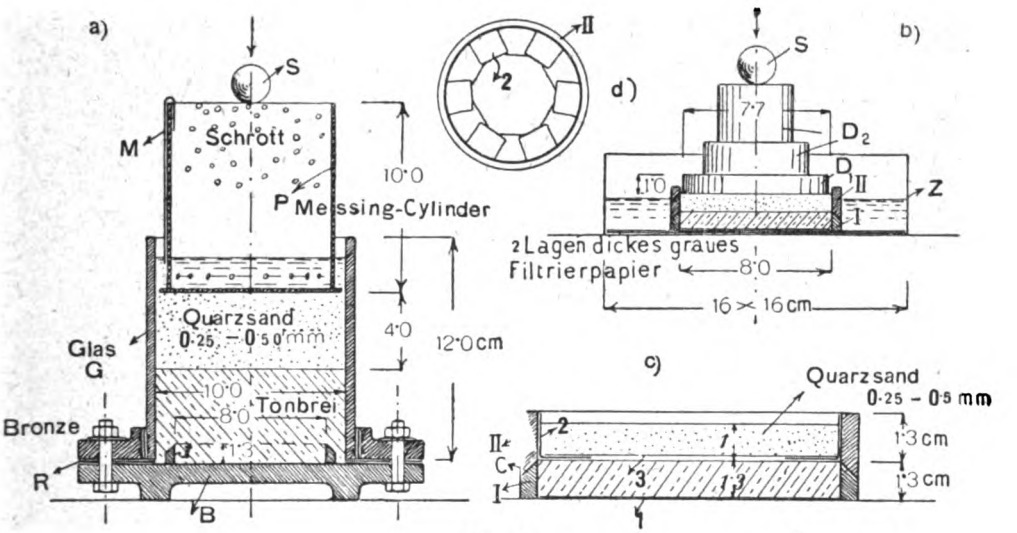


Fig. 13.

wurde die Oberfläche des Breies eingeebnet, die Glaswand oberhalb der Breioberfläche gereinigt, das im Zylinder befindliche Breiquantum durch Wägung des beschickten Apparates bestimmt und die ebene Oberfläche der Breischicht mit einer nassen, kreisrunden Filtrierpapierscheibe vollkommen abgedeckt. Auf die abgedeckte Oberfläche wurde vorsichtig und möglichst gleichmäßig eine Schichte mittelkörnigen Quarzsandes (Korngröße 0·25 bis 0·50 *mm*) gestreut. Dann erfolgte die Füllung des Gefäßes *G* mit Wasser und das Nachschütten von Sand bis zu einer Höhe von 4 *cm* über der Breioberfläche.

Im Laufe der folgenden 24 Stunden hatte sich die durch das Sandgewicht hervorgerufene Zusammendrückung der Tonschicht ziemlich restlos vollzogen. Nun wurde der Messingzylinder *P* mit großer Vorsicht auf die eingeebnete Oberfläche der Sandschicht gesetzt. Dieser Zylinder ist mit drei Maßstäben *M* versehen, an denen die Absenkungen des Zylinders, d. h. die Zusammendrückungen der belasteten Tonschicht abgelesen werden können. Nach weiteren 24 Stunden wurde die untere Hälfte des Zylinders *P* und nach dem im Laufe von etwa zwei Tagen erfolgten Eintritt des Gleichgewichtes auch die obere Hälfte des Zylinders mit Bleischrot gefüllt. Die Belastung der Tonschicht belief sich in diesem Stadium auf etwa 0·1 *kg* pro cm^2.

Die weitere Steigerung der Belastung erfolgte mit Hilfe eines auf Schneiden gelagerten, durch ein Gegengewicht ausbalanzierten, etwa 1·5 *m* langen Hebels, welcher seinen Druck auf den Zylinder *P* durch Vermittlung der Stahlkugel *s* übertrug. Auf diese Weise wurde die Belastung des Tones absatzweise in Zeitintervallen von etwa 48 Stunden von 0·1 auf 0·2, 0·3, 0·6 und 1·2 *kg* pro cm^2 erhöht.

Sodann wurden der Hebel und der Zylinder *P* abgenommen, das Wasser abgehebert, der Sand mit einem Löffel ausgeschöpft, die Tonoberfläche durch Ausspülen des Gefäßes gereinigt, der Zylinder *G* von der Bodenplatte abgenommen und die Tonschicht mit einem zylindrischen Holzpistill aus dem Glaszylinder *G* herausgedrückt. Nun wurde zunächst der an der Außenseite des Bronzeringes *I* klebende Ton abgeschabt und die oberhalb der Ringoberkante befindliche Tonmasse mit einem Messer abgeschnitten, so daß der Ring *I* eine 1·3 *cm* starke Tonlage mit ebener Unter- und Oberseite enthielt. Ein Teil der abgelösten Tonmasse wurde zwischen zwei Uhrgläsern aufbewahrt und diente zur Bestimmung des Wassergehaltes. Der Ring wurde mit seinem Inhalt auf 0·1 *g* genau gewogen und die Fortsetzung des Versuches erfolgte mit Hilfe des Apparates Fig. 13 *b*. Sämtliche Handgriffe müssen mit beträchtlicher Geschwindigkeit vorgenommen werden, um die durch Verdunstung verursachten Beobachtungsfehler innerhalb zulässiger Grenzen zu halten. Die Durchführung des Versuches erfordert demnach einige Übung.

Der Apparat Fig. 13 *b* besteht aus einem quadratischen Zinkblechbecken Z, dessen Boden mit einer doppelten Lage dicken, grauen und einer einfachen Lage dünnen, weißen Filtrierpapieres bedeckt ist, den Bronzeringen *I* und *II*, der Bronzeplatte D_1, den Gußeisenzylindern D_2 und der Stahlkugel *s*. Der Ring *II* ist nach einer konischen Fläche *C* (Fig. 13 *c*) auf den Ring *I* aufgeschliffen. Der Ring *I* wurde mit seinem Inhalt auf eine feuchte Filtrierpapierscheibe gelegt, Ring *II* aufgesetzt, die Innenseite des Ringes *II* mit dem Filtrierpapierstreifen 2 ausgekleidet, die Oberfläche der Tonschicht mit der kreisrunden, vorher durchfeuchteten Filtrierpapierscheibe 3 und diese mit einer 1 *cm* starken Lage feinen, nassen Quarzsandes abgedeckt. Der Doppelring *I-II* kam mit seinem Inhalt in das Zinkbecken *Z* und das Zinkbecken unter den Druckkolben einer Festigkeitsmaschine. Nach Aufbringung des Scheibensatzes D_1 D_2 und der Stahlkugel *s* wurde die Belastung der Tonschichte im Laufe von 15—20 Minuten[122]) von 0 auf 2 *kg* pro cm^2 gesteigert. Nach erfolgter Aufbringung der Belastung wurde das Zinkbecken *Z* mit Wasser bis zu solcher Höhe gefüllt, daß sich beide Ringe unter Wasser befanden.

Nach der im Verlaufe von etwa 48 Stunden erfolgten Auswirkung des Druckes, d. h. nach erfolgtem Ausgleich der hydrodynamischen Spannungen (IV. Hauptstück), wurde das Wasser aus dem Zinkbecken gesaugt, der Kolben der Maschine rasch gehoben, die Kugel *s* und die Scheiben D_2 und D_1 entfernt, die Ringe aus dem Becken genommen, Ring *II* mit den Filtrierpapiereinlagen und dem Sandfilter sorgfältig vom Ring *I* abgehoben, die Oberfläche der im Ring *I* befindlichen Tonschicht mit Filtrierpapier abgetrocknet, der Ring *I* mit seinem Inhalt gewogen, die etwa über den oberen Rand des Ringes emporstehenden Tonteile abgekratzt, der Ring nochmals gewogen, Ring *II* aufgesetzt, die Filtrierpapierlagen 2 und 3 (Fig. 13 *c*) und der Sandfilter eingebracht, der Doppelring neuerdings in das Zinkbecken *Z* und mit demselben unter den Kolben der Festigkeitsmaschine gesetzt.

Der Verfasser wiederholte die Wägungen nach Aufbringung und Auswirkung der folgenden Drücke: 2, 4, 8, 14 und 20 *kg* pro cm^2. Diese Messungen lieferten fünf Punkte des Hauptastes im Druck-Porenzifferdiagramm. Es folgte ein Be-

[122]) Eine rasche Steigerung der Belastung, wie sie bei einer in einem Ring eingeschlossenen Sandmasse ohneweiters vorgenommen werden kann, erweist sich bei den Versuchen mit Lehm oder Ton als undurchführbar, weil bei rascher Drucksteigerung die geringste Exzentrizität des Druckes infolge des außerordentlich kleinen Wertes der Ziffer der hydrodynamischen Reibung (9. Abschnitt, *e*) ein seitliches Ausquetschen des Lehmes und der Filterschicht herbeiführt. Die Steigerung des Druckes muß daher mit Vorsicht und langsam erfolgen.

lastungszyklus mit Wägungen nach Auswirkung der Drücke 8, 4, 2, 1, 0, 1, 2, 5, 10 und 20 *kg* pro *cm*². Für die Auswirkung eines jeden dieser Drücke war ein Zeitraum von 2 bis 3 Tagen vorgesehen. Nur beim Druck Null (vollkommene Entlastung) ließ der Verfasser den Ton 4 bis 6 Tage lang Wasser ansaugen, bevor die Wägung vorgenommen wurde.[123])

Nach Beendigung des Zyklus wurde die Tonschicht entlastet, mit dem Ring gewogen, dann aus dem Ring herausgestanzt und ihr Wassergehalt durch Trocknung im Ofen bei 100° C bestimmt. Das Ergebnis dieser Wassergehaltsbestimmung diente als Grundlage für die Berechnung der Wassergehalte, welche den vorhergegangenen Stadien des Versuches entsprechen. Die Kontrolle der Rechnungsergebnisse und der Ausgleich der unvermeidlichen Beobachtungsfehler wurden durch das Ergebnis der Wassergehaltsbestimmung ermöglicht, welche anläßlich der Übertragung des Ringes *I* aus dem Apparat Fig. 13 *a* in den Apparat Fig. 13 *b* vorgenommen worden ist.

b) Versuchsergebnisse. Fig. 14 *a* und *b* stellten die Ergebnisse der mit den Materialien *I*, *IV* und *V*, Tabelle 19, vorgenommenen Versuche dar (Schaulinien A_{I}, A_{IV} und A_{V}). Die Versuche wurden im Jahre 1919 durchgeführt und jeder Versuch nahm etwa acht Wochen in Anspruch. Die Belastungszyklen erscheinen ebenso wie in den Tonwürfeldiagrammen Fig. 11 als Hysteresisschleifen, nur sind die Schleifen nicht gerade, sondern ebenso wie die Hauptäste nach aufwärts gebogen. Die von der Zeit abhängigen Zustandsänderungen (Abnahme des Druckes bei konstant bleibender Zusammendrückung) werden nicht wie jene der Tonwürfel bloß durch die Größe des Widerstandes der inneren Reibung, sondern auch durch den Grad der Durchlässigkeit des Materiales beeinflußt, weil jede Druckänderung eine Änderung des Wassergehaltes und damit auch eine Strömung des Kapillarwassers bedingt. Die Theorie des Verlaufes dieser Zustandsänderungen wird im 20. und 21. Abschnitt behandelt.

c) Der Elastizitätsmodul des bindigen, an seitlicher Ausdehnung verhinderten Bodens und der Schwellbeiwert. Die Bezeichnung „elastische Formänderung" sei auch in dem Falle der Zusammendrückung bei verhinderter seitlicher Ausdehnung der Masse auf den umkehrbaren Teil der Formänderung beschränkt. Die bei der Entlastung einer unter Wasser befindlichen, zusammengepreßten Tonschicht auftretende Ausdehnung ist so bedeutend, daß sie eine durchgreifende Strukturänderung bewirkt. Belastet man den Ton nach erfolgter Entlastung neuerdings, so nimmt die Schaulinie einen ähnlichen Verlauf wie der Hauptast (Fig. 14 *a* und *b*), denn die Struktur des Tones hat sich im Laufe der Schwellung gewissermaßen regeneriert. Es ist daher naheliegend, lediglich die beim Entlastungsvorgang auftretenden Formänderungen als elastische zu bezeichnen. Der aufsteigende Ast der Hysteresisschleifen, welcher die Wirkung der Entlastung darstellt, wird vom Verfasser die Schwellkurve genannt. Nachdem der Entlastungsvorgang bei den Versuchen mit großer Langsamkeit erfolgt, stellen die in den Diagrammen Fig. 14 *a* und *b* enthaltenen Schwellkurven mit hinreichender Genauigkeit den Verlauf des Schwellprozesses für eine Entlastungsgeschwindigkeit Null dar.

[123]) Bei der oben angegebenen Methode der Wassergehaltsbestimmung durch Wägung der Tonschicht nach vorhergegangener Entlastung war zu befürchten, daß der Ton sofort nach erfolgter Entlastung Wasser ansauge und daß die Wägung aus diesem Grund zu große Werte liefern würde. Bei Versuchen mit Schluff und Sand wäre diese Methode in der Tat gänzlich unverwendbar. Der Verfasser konnte sich jedoch davon überzeugen, daß sie bei Versuchen mit bindigen Böden infolge der sehr geringen Durchlässigkeit dieser Materialien zuverlässige Resultate liefert. Eine im Ring befindliche, 1 *cm* starke Schicht eines Tones wurde nach einer Dauerbelastung mit 18·9 *kg* pro *cm*² entlastet und bis zur halben Höhe unter Wasser gesetzt, so daß sie durch die Filtrierpapierunterlage Wasser ansaugen konnte. Der Wassergehalt hatte im Laufe einer Stunde um 0·15%, im Laufe weiterer 24 Stunden um 3·55% zugenommen und erreichte erst nach insgesamt vier Tagen den normalen, einer Belastung Null entsprechenden Wert. Die Zunahme des Wassergehaltes während der zur Entlastung des Ringes und zur Abtrocknung der Tonschicht erforderlichen zwei Minuten kann demnach unbedenklich vernachlässigt werden.

Die Schwellkurve hat erfahrungsgemäß nahezu streng die Gestalt einer logarithmischen Kurve mit der Gleichung

$$\varepsilon = -\frac{1}{A} \ln (p_s + p_i) + c \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (21)$$

In dieser Gleichung bedeuten

ε die Porenziffer,
p_s die Belastung der Tonschicht pro Flächeneinheit und
A, p_i und c Konstante.

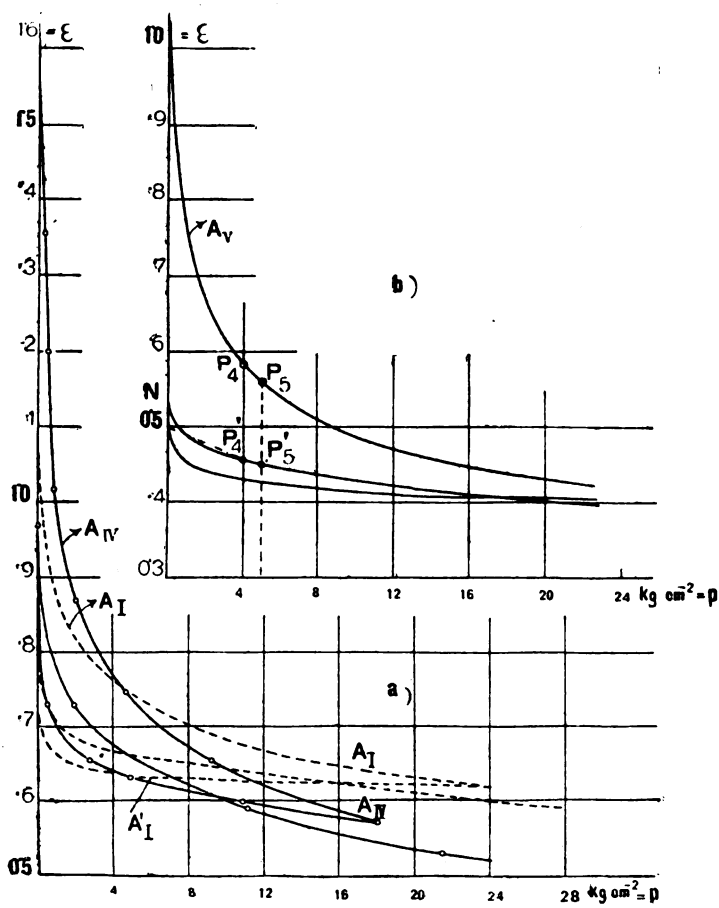


Fig. 14.

Durch die Anwesenheit des Gliedes p_i wird die Tatsache ausgedrückt, daß sich der Ton nach erfolgter Entlastung nicht bis ins Unendliche ausdehnt, sondern bereits bei einer endlichen Porenziffer zu schwellen aufhört.[124]) Tabelle 19 enthält die Gleichungen der Schwellkurven der Böden *I*, *IV* und *V*. Die in den Gleichungen enthaltenen Werte von p_i gelten für Schwellprozesse, welche nach vorhergegangener

[124]) In den vom Verfasser in der Arbeit „Die physikalischen Grundlagen des technisch-geologischen Gutachtens", Z. d. Öst. I.- u. A.-V., Sept. 1921, veröffentlichten Gleichungen der Schwellkurven verschiedener Lehme und Tone wurden die Summanden p_i ausgelassen, weil deren Werte sehr klein sind.

Belastung des Bodens auf $p_{so} = 5$ bis 50 *kg* pro *cm*² einsetzen. Für kleinere Werte von p_{so} ist p_i etwas kleiner und nimmt mit zunehmenden Werten von p_{so} etwas zu.

Durch Differenzieren ergibt sich aus der Gleichung 21 der Wert des Elastizitätsmoduls für die Schwellung des Materials bei verhinderter seitlicher Ausdehnung mit

$$E_s = -\frac{dp}{d\varepsilon} = A\,(p_s + p_i) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (22)$$

Bei der Geringfügigkeit des Wertes von p_i kann man diesen vernachlässigen und erhält

$$E_s = A\,p_s \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (23)$$

oder, mit den in Tabelle 19 enthaltenen Werten von A

$$\left.\begin{array}{ll} \text{für den Ton I} & E_s = 52{\cdot}7\,p_s \\ \text{und für den Ton IV} & E_s = 22{\cdot}3\,p_s \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (23\,a)$$

Die Gleichung 23 sagt aus, daß der Elastizitätsmodul E_s für die Schwellung bei verhinderter Seitenausdehnung in geradem Verhältnis mit der Belastung p_s abnimmt. $\frac{1}{A}$ wird der Schwellbeiwert genannt.

d) Der Hauptast des Druck-Porenzifferdiagrammes. Der Hauptast läßt sich mit guter Annäherung durch die Gleichung

$$\varepsilon = -\alpha\,ln\,(p_s + p_c) - \beta\,(p_s + p_c) + c \quad \ldots\ldots\ldots \quad (24)$$

darstellen. Die Werte von α, β und c sind für jede Bodensorte ziemlich konstant. Der Wert von p_c hängt nicht bloß vom Material, sondern auch vom Wassergehalt ab, welchen der Ton vor Beginn der Belastung aufwies. Je größer dieser Wassergehalt war, desto kleiner ist der Wert von p_c. Der Anfangswassergehalt beeinflußt demnach die Lage des Hauptastes mit Bezug auf die Ordinatenachse (ε-Achse, Fig. 14). Nachdem der Wert des Koeffizienten β in der Regel recht klein ist, kann man den Wert von α als ein Maß für die Verdichtungsfähigkeit des Materials betrachten.

Der Einfluß der unausgeglichenen Reibungsspannungen auf den Verlauf des Hauptastes läßt sich nicht feststellen, weil dieser Einfluß stets in Verbindung mit dem viel bedeutenderen Einfluß der hydrodynamischen Spannungen auftritt. Nachdem die im Ton herrschenden Drücke bei den Versuchen stets erst zwei bis drei Tage nach erfolgter Zusammendrückung der Probe abgelesen wurden, belief sich die Belastungsgeschwindigkeit nahezu auf Null und die Kurven A_I bis A_V, Fig. 14, entsprechen mit hinreichender Genauigkeit den reduzierten Hauptästen A_0 der Tonwürfeldiagramme Fig. 11.

13. Abschnitt.

Die Beziehung zwischen der Belastung und der Porenziffer der Sande bei verhinderter Seitenausdehnung.

Vorbereitende Versuche haben gezeigt, daß die mit wassergetränkten Sanden vorgenommenen Belastungsversuche nahezu dieselben Resultate lieferten als jene mit trockenen Sanden. Die im nachfolgenden beschriebenen Versuche wurden daher ausnahmslos mit trockenem Sand vorgenommen.

a) Versuchsmethode und Versuchsergebnisse. Als Versuchsmaterial diente mittel- bis grobkörniger, durch Zerstoßen von Milchquarz erzeugter Quarzsand. (Korngröße 0·25 bis 1·00 *mm*.) Der Sand wurde in einen Stahlring mit einem Durchmesser von 15 *cm* und einer Höhe von 6 *cm* gefüllt (lose, gestampft oder durch

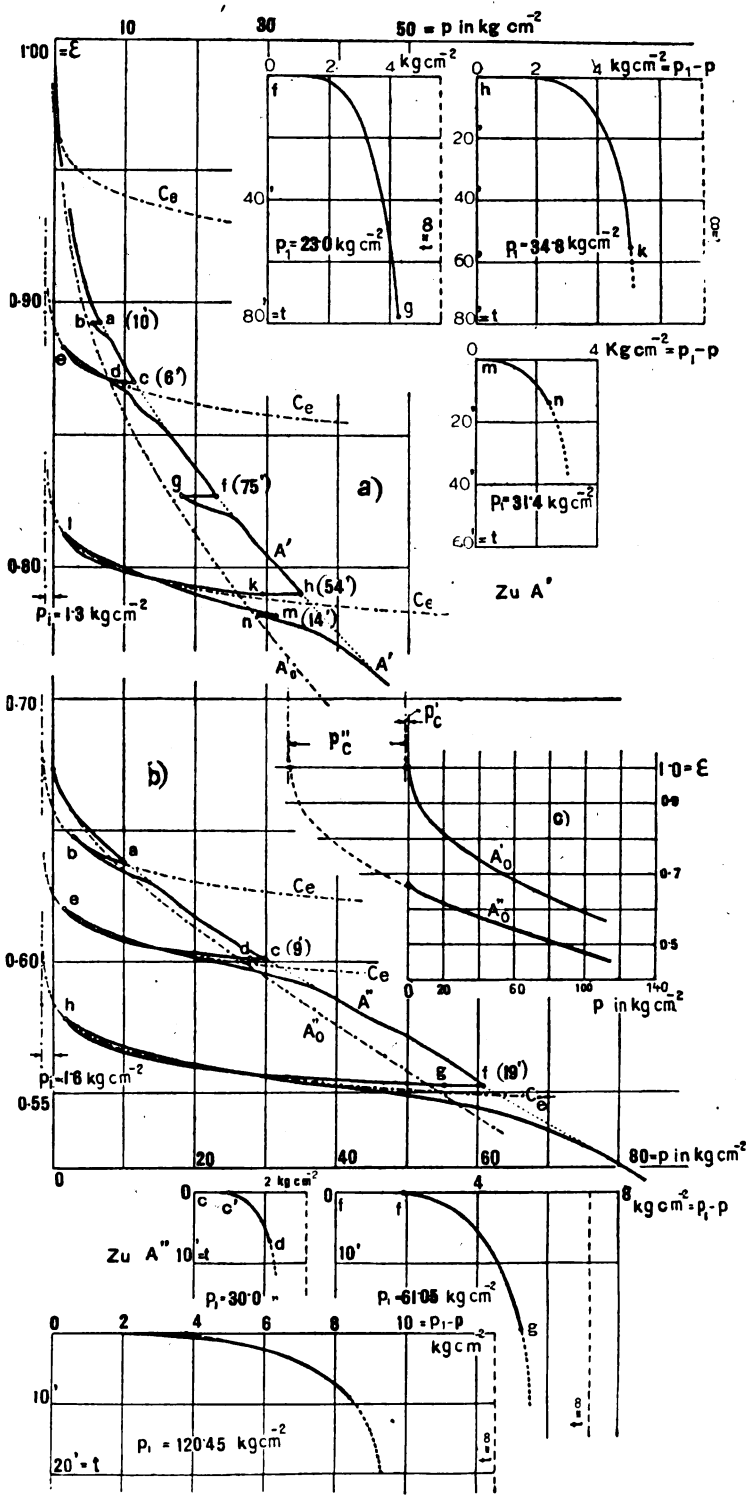

1·00 = ε
0·90
0·80
0·70
0·60
0·55
10
30
50 = p in kg cm⁻²
Ce
a)
b)
c)
b
a (10')
e
d
c (6')
g
f (75')
A'
k
h (54')
m (14')
n
A'o
P'c
P''c
A''
A''o
h
f (19')
P1 = 1·3 kg cm⁻²
P1 = 1·6 kg cm⁻²
0 2 4 kg cm⁻²
P1 = 23·0 kg cm⁻²
0 2 4 kg cm⁻² = p1 - p
P1 = 34·8 kg cm⁻²
0 4 Kg cm⁻² = p1 - p
P1 = 31·4 kg cm⁻²
Zu A'
Zu A''
P1 = 30·0
P1 = 61·05 kg cm⁻²
P1 = 120·45 kg cm⁻²
20' = t
p in kg cm⁻²
80 = p in kg cm⁻²
10 = p1 - p kg cm⁻²

Fig. 15.

Hämmern verdichtet), seine Oberfläche eben abgestrichen und durch eine Gußeisenplatte mit einem Durchmesser von 14·2 *cm* abgedeckt. Auf diese Scheibe wirkte der durch den Kolben einer Festigkeitsmaschine ausgeübte Druck. Die Zusammendrückungen wurden dem arithmetischen Mittel aus der Senkung zweier am Kolben der Maschine befestigter Ausleger gleichgesetzt. Die Ablesung der Senkungen geschah auf 0·001 *mm* genau. Als typische Versuchsergebnisse seien die in den Figuren 15 und 16 dargestellten Druck-Porenzifferdiagramme angeführt.

Vor Beginn des Versuches Fig. 15 *a* hatte der Sand ein Porenvolumen von 49·75%, d. h. eine Porenziffer $\varepsilon_0 = 0{\cdot}99$. Die Steigerung des Druckes wurde mit einer Geschwindigkeit von ca. 1 *kg* pro *cm*² und pro Minute vorgenommen. Die Versuchspausen erscheinen im Diagramm als wagrechte Strecken *a b*, *c d*, *f g* (Abnahme des Druckes bei konstanter Zusammendrückung). Nach den Pausen $c\,d = 6'$ bezw. $h\,k = 54'$ (Fig. 15 *a*) wurde die Belastung mit derselben Geschwindigkeit, mit welcher vorher die Drucksteigerung erfolgte, bis auf etwa 1·5 *kg* pro *cm*² herabgemindert und dann neuerdings gesteigert (Hysteresisschleifen *d e* und *k l*). Die zeitliche Abnahme

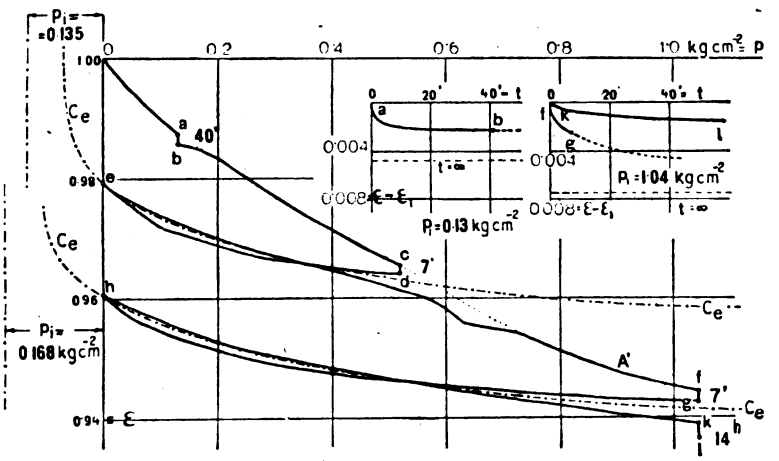


Fig. 16.

des Druckes bei konstanter Zusammendrückung ist für die Versuchspausen *f g*, *h k* und *m n* rechts vom Druck-Porenzifferdiagramm graphisch dargestellt.

Vor dem Beginne des Versuches Fig. 15 *b* wurde die Porenziffer des Sandes durch Hämmern des Ringes und leichtes Stampfen des Sandes bis auf $\varepsilon = 0{\cdot}673$ gebracht. Der Hauptast *A''* der Schaulinie verläuft wesentlich flacher als der Hauptast im Diagramm Fig. 15 *a* für den losen Sand, während die Hysteresisschleifen für den lockeren und für den dichten Sand miteinander nahezu identisch sind.

Durch Siebanalyse konnte festgestellt werden, daß die Belastung eines Quarzsandes mit 50 *kg* pro *cm*² die Zertrümmerung zahlreicher Körner herbeiführt. Der Staubgehalt dieses Sandes belief sich nach dem Versuch auf 4·6% gegen 0% vor dem Versuch. Trotzdem war die durch den Druck bewirkte, bleibende Verdichtung des ursprünglich locker gelagerten Materiales wesentlich geringfügiger als die Verdichtung, welche vor dem Versuch Fig. 15 *b* durch Rütteln und leichtes Stampfen ohne nennenswerten Kraftaufwand erzielt werden konnte. Diese Erscheinung läßt erkennen, daß der Sand zum Unterschied vom bindigen Boden auch unter hoher Belastung seine ursprüngliche Struktur beibehält.

Um die zeitliche Zunahme der Zusammendrückungen bei konstantem Druck kennen zu lernen, wurde der in Fig. 16 durch die Schaulinie *A'* dargestellte Versuch unternommen. Die Versuchspausen erscheinen im Diagramm als lotrechte Strecken

a b, *c d*, *f g* usw. und die während der Versuchspausen beobachtete zeitliche Zunahme der Zusammendrückungen ist in den Nebenfiguren graphisch dargestellt.

Das Am. Found. Comm. studierte die Wirkung der mehrmaligen Wiederholung eines Belastungszyklus. In den bisher veröffentlichten Diagrammen [125]) fehlen die Schaulinien, welche die Wirkung der Druckabnahme darstellen, und sämtliche Schaulinien für die Wirkung zunehmenden Druckes nehmen im Nullpunkt des Koordinatensystems ihren Anfang, so daß man sich kein klares Bild von der gesamten, durch die mehrmalige Wiederholung des Zyklus herbeigeführten Strukturänderung machen kann. Immerhin geht aus den Diagrammen hervor, daß der Verlauf der Schaulinien für erstmalige Belastung in hohem Maße von der Porenziffer abhängt, welche der Sand vor Beginn der Versuche hatte. Die Zusammendrückung eines dicht gelagerten Sandes belief sich bloß auf den vierten Teil der Zusammendrückung, welche ein locker gelagerter Sand durch die gleiche Belastung erfuhr. Aber schon bei der erstmaligen Wiederholung des Versuches wurde der Unterschied im Verlauf der Schaulinien für dichten nnd lockeren Sand geringfügig und die Schaulinien für die Wirkung der zehnten Wiederholung erwiesen sich als nahezu unabhängig von der Anfangsdichte des Materiales. In Fig. 15 kommen diese Tatsachen in dem Umstand zum Ausdruck, daß der Hauptast A' in Fig. 15*a* wesentlich steiler verläuft als der Hauptast A'' in Fig. 15*b*, während die Hysteresisschleifen für locker gelagerten und für dichten Sand miteinander nahezu identisch sind.

b) Der Elastizitätsmodul des an seitlicher Ausdehnung verhinderten Sandes. Die Schwellkurve des Sandes hat dieselbe Gestalt wie die Schwellkurve der bindigen Böden und kann ebenso wie diese durch die Gleichung

$$\varepsilon = -\frac{1}{A} ln\,(p_s + p_i) + c \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (21)$$

dargestellt werden. Der Schwellbeiwert der Sande ist jedoch wesentlich kleiner als jener der bindigen (mit Wasser getränkten, luftfreien und homogenen) Böden und die beiden Äste der Hysteresisschleifen sind miteinander beinahe identisch. Tabelle 24 enthält die Gleichungen der Schwellkurven für fünf verschiedene pulverisierte Materialien. Die in den Gleichungen enthaltenen Werte von p_i gelten für Schwellprozesse, welche nach vorhergegangener Belastung des Sandes auf $p_{so} = 5$ bis 50 *kg* pro cm^2 einsetzen. Für Werte von $p_{so} < 5$ *kg* pro cm^2 nimmt p_i mit abnehmenden Werten von p_{so} ziemlich rasch ab. Die Formel für den Elastizitätsmodul E_s bei Schwellung mit verhinderter seitlicher Ausdehnung lautet auch für den Sand

$$E_s = A\,(p_s + p_i) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (22)$$

oder, für größere Werte von p_s, angenähert

$$E_s = A\,p_s \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (23)$$

Für den pulverisierten Quarz lautet die Gleichung der Schwellkurve nach Tabelle 24

$$\varepsilon = -\frac{1}{100} ln\,(p + p_i) + c$$

Die Anfangsdichte des Pulvers beeinflußte die Gleichung der Schwellkurve nur insoferne, als sich der Wert von p_i bei Drücken von $p_{so} = 5$ bis 50 *kg* pro cm^2 für den locker gelagerten Sand auf 1·3, für den dicht gelagerten Sand hingegen auf 1·6 *kg* pro cm^2 belief. Die Gleichung der Schwellkurve des pulverisierten Quarzes ist in den Diagrammen Fig. 15*a* und *b* durch die punktierten Kurven C_e dargestellt. Diese Kurven schmiegen sich den Hysteresisschleifen des lockeren und des dichten Sandes in gleicher Weise eng an.

[125]) Pap. a. Disc., Am. Soc., August 1920.

c) Der Hauptast des Druck-Porenzifferdiagrammes. Infolge der bedeutenden Intensität der im Sand auftretenden inneren Reibungsspannungen hängt der Verlauf des Hauptastes ebenso wie jener der Hauptäste der Tonwürfeldiagramme Fig. 11, Nr. 1 bis 4, in ziemlich hohem Maß von der Geschwindigkeit ab, mit welcher die Belastung aufgebracht wird. Um die Druck-Porenzifferdiagramme von Sanden, welche mit verschiedener Geschwindigkeit belastet wurden, miteinander vergleichen zu können, empfiehlt es sich auch in diesem Fall, die Hauptäste auf Grund der Ergebnisse der Zeitbeobachtungen auf eine Belastungsgeschwindigkeit Null zu reduzieren (strichpunktierte Kurven A_0' und A_0'', Fig. 15 *a* und *b*).

Der reduzierte Hauptast des Druck-Porenzifferdiagrammes kann durch die Gleichung

$$\varepsilon = -\alpha \ln (p + p_c) - \beta (p + p_c) - \gamma p + c \quad \ldots\ldots (25)$$

beschrieben werden. Der Wert von p_c hängt von der Dichte ab, welche der Sand vor Aufbringung der Belastung hatte. Das Glied γp stellt offenbar die durch das Zerbrechen von Sandkörnern hervorgerufene, mit wachsendem Druck zunehmende Teilzusammendrückung dar. Für mäßige Flächendrücke kann man das Glied γp vernachlässigen und die Gleichung 25 geht über in die Gleichung 24 des Hauptastes des Druck-Porenzifferdiagrammes der bindigen Böden.

Die durch Gleichung 24 ausgedrückte Beziehung zwischen den Hauptästen von Sanden mit verschiedener Anfangsdichte wurde in Fig. 15 *c* graphisch dargestellt. In dieser Figur wurden die reduzierten Hauptäste A_0' und A_0'' für die erstmalige Belastung des locker bezw. des dicht gelagerten Quarzsandes in kleinerem Maßstab aufgetragen. Die durch Vernachlässigung von γp vereinfachte Gleichung dieser Hauptäste lautet

$$\varepsilon = -0{\cdot}0457 \ln (p + p_c) - 0{\cdot}00165 (p + p_c) + 0{\cdot}9765$$

und der Wert von p_c beläuft sich auf 0·65 bezw. 70·5 *kg* pro *cm*².

d) Der zeitliche Verlauf des Ausgleiches der inneren Reibungsspannungen. Die von der Zeit abhängigen Zustandsänderungen der belasteten Sandschicht lassen sich ebenso wie jene der Bodenwürfel Fig. 11 in zwei Gruppen einteilen:

A. Abnahme des Druckes p bei gleichbleibender Porenziffer ε_1 (Fig. 15 *a* und *b*) und

B. Abnahme der Porenziffer ε bei gleichbleibender Belastung p_1 (Fig. 16).

ad A. Bedeuten

p_1 den Druck, bei welchem der Versuch unter Konstanthaltung der Zusammendrückung (Porenziffer ε_1) unterbrochen wurde,

p' den Druck, welcher im Sand nach Ablauf einer Zeit t,

p den Druck, welcher im Sand nach Ablauf einer Zeit $t = \infty$ herrscht, und

$\Delta p = p' - p$, sowie $\Delta p_1 = p_1 - p$,

so gilt mit hinreichender Annäherung

$$\Delta p = -c_\varepsilon \sqrt[3]{\frac{dp}{dt}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (26)$$

Tabelle 24 enthält die Werte c_ε für den Ausgleich der inneren Reibungsspannungen von fünf verschiedenen, pulverförmigen Materialien. Der Wert von c_ε nimmt für jedes Material mit dem Druck zu, so daß der Wert des Quotienten $\frac{p_1}{c_\varepsilon}$ für jedes Material von gegebener Anfangsdichte ziemlich konstant ist. Je lockerer das Material vor Beginn des Versuches gelagert war, desto kleiner ist der Wert von $\frac{p_1}{c_\varepsilon}$ und desto kleiner ist bei gegebenem Druck p_1 und gegebener Intensität Δp

Tabelle 24.

Material	Korngröße in *mm*	Porenziffer ε	Verdichtungsfähigkeit F[127])	Relative Dichte D[128])	Gleichung der Schwellkurve[129])	E_s	Pause[130])	p_1 *kg cm*$^{-2}$	Δp_1 *kg cm*$^{-2}$	$\frac{\Delta p_1}{p_1}$	c_ε *kg*$^{1/3}$ *cm*$^{-5/3}$ *min*$^{1/3}$	$\frac{p_1}{c_\varepsilon}$
Ton I[126]), trocken pulverisiert[131])	$< 0{\cdot}6$	1·33	2·32	0·82	$\varepsilon = -\frac{1}{80{\cdot}7} ln\,(p+1{\cdot}0) + c$	80·7 p	–	30·4	2·66	0·087	2·38	12·8
							–	60·0	7·15	0·119	6·80	8·8
Humoser Feinsand mit 8% Schluff und Schlamm[131])	0·1–0·2	1·35	0·84	0·54	$\varepsilon = -\frac{1}{94{\cdot}3} ln\,(p+1{\cdot}0) + c$	94·3 p	–	29·5	3·02	0·102	2·60	11·4
							–	60·5	6·90	0·114	4·67	12·9
Milchquarz, pulverisiert, locker gelagert	0·25–1·00	0·99	0·47	0·00	$\varepsilon = -\frac{1}{100} ln\,(p+1{\cdot}3) + c$	100 p	*f g*	23·0	5·70	0·248	7·51	3·06
							h k	34·8	7·50	0·215	8·75	3·98
Milchquarz, pulverisiert, dicht gelagert	0·25–1·00	0·67	0·47	1·00	$\varepsilon = -\frac{1}{100} ln\,(p+1{\cdot}6) + c$	100 p	*c d*	30·0	3·20	0·106	2·75	10·9
							f g	61·05	7·20	0·118	5·60	10·9
							–	120·45	12·50	0·104	7·33	16·4
Flußsand mit rauhen, eckigen Körnern[131])	0·8–1·3	0·83	0·28	0·82	$\varepsilon = -\frac{1}{176} ln\,(p+1{\cdot}0) + c$	176 p	–	30·0	4·05	0·135	3·46	8·7

[126]) Siehe Tabelle 19.
[127]) Nach Formel 4.
[128]) Nach Formel 5, relative Dichte bei Beginn des Versuches.
[129]) Nach Formel 21, p in *kg cm*$^{-2}$. Die Schwellkurven für lockeren und dichtgelagerten, pulverisierten Milchquarz sind in Fig. 15 *a* und *b* punktiert eingetragen (Kurven C_e).
[130]) Bezeichnung nach Fig. 15 (wagrechte Strecken, sowie Zeit-Druckdiagramme).
[131]) Die Versuche mit diesen Materialien wurden von Mr. A. **Solakian**, M. Sc., C. E., im Erdbaulaboratorium des Robert College in Konstantinopel nach den Anweisungen des Verfassers durchgeführt.

der unausgeglichenen Reibungsspannungen die Geschwindigkeit, mit welcher sich der Ausgleich vollzieht. Setzt man nach erfolgter Entlastung der Sandschicht oder nach erfolgter zeitlicher Unterbrechung eines kontinuierlichen Belastungsvorganges die Steigerung der Belastung wieder mit der normalen Belastungsgeschwindigkeit fort, so mündet die Schaulinie tangentiell in den Hauptast A' bezw. A'' (Fig. 15), welcher sich bei stetiger Steigerung der Belastung ergeben hätte. Nach erfolgter zeitlicher Unterbrechung des Versuches oder nach einem Belastungszyklus, nimmt c_ε erst dann seinen normalen Wert an, nachdem die Schaulinie für die Zusammendrückungen neuerdings mit dem Hauptast A des Diagrammes identisch geworden ist. Im Stadium des Überganges ist c_ε wesentlich kleiner. Derselbe Sachverhalt wurde, wie bereits erwähnt, für die Tonwürfel Fig. 11 festgestellt.

Der Maximalwert des Druckabfalles $\Delta p_1 = p_1 - p$ beläuft sich für den locker gelagerten Quarzsand auf etwa 20% und für die übrigen, dicht gelagerten Materialien auf etwa 10% des Wertes von p_1.

ad B. Bedeuten

ε_1 die Porenziffer, bei welcher der Versuch unter Konstanthaltung der Belastung p_1 unterbrochen wurde,

ε' die Porenziffer des Sandes nach Ablauf einer Zeit t,

ε die Porenziffer nach Ablauf einer Zeit $t = \infty$ und

$\Delta\varepsilon = \varepsilon' - \varepsilon$,

so gilt, ähnlich wie für die Tonwürfel,

$$\Delta\varepsilon = - c_p \sqrt[3]{\frac{d\varepsilon}{dt}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (27)$$

Die Nebenfiguren in Fig. 16 stellen Zustandsänderungen von der Art Formel 27 dar. Die bisher vorliegenden Beobachtungen sind noch nicht zahlreich genug, um aus den Ergebnissen allgemeine Schlüsse zu ziehen. Es hat den Anschein, als herrschten zwischen den Zustandsänderungen A und B der Sande dieselben Beziehungen, wie zwischen den Zustandsänderungen A und B der Tonwürfel Fig. 11.

14. Abschnitt.

Die Kohäsion der bindigen Böden.

Über die physikalischen Ursachen der Kohäsion der bindigen Böden gehen die Meinungen weit auseinander. Manche Autoren vertreten die Anschauung, die Kohäsion sei eine physikalische Eigenschaft des Kolloidschlammes, ohne zu erklären, warum der Kolloidschlamm Kohäsion besitzt. Andere sind der Ansicht, die bindigen Böden bestünden aus einem Gemenge von bindigen Bodenbestandteilen und von Magerungsmitteln, wobei die Bindigkeit als ein Attribut von Substanzen mit bestimmter chemischer Zusammensetzung betrachtet wird.

Um der Lösung des Problems der Kohäsion näher zu kommen, vergegenwärtige man sich in erster Linie die Tatsache, daß die Festigkeitseigenschaften der bindigen Böden mit jenen der kohäsionslosen Sande nahezu identisch sind, soferne die Wirkung der Oberflächenspannung des Wassers auf den bindigen Boden ausgeschaltet ist. Die im 12. und 13. Abschnitt beschriebenen Zustandsänderungen, welche die beiden Materialien durch Belastung bei verhinderter Seitenausdehnung erfahren, konnten durch dieselben Formeln ausgedrückt werden und die Gleichungen unterscheiden sich voneinander bloß durch die Ziffernwerte der Koeffizienten. In der Einleitung zu diesem Hauptstück wurde dargelegt, daß man unter diesen Verhältnissen auch eine Übereinstimmung zwischen allen anderen in den beiden Materialien durch Außenkräfte hervorgerufenen Zustandsänderungen zu gewärtigen hat. Es ist demnach naheliegend, die Kohäsion auf jenen Faktor zurückzuführen, durch dessen Aus-

schaltung die Übereinstimmung zwischen den Festigkeitseigenschaften der Sande und der bindigen Böden hergestellt wird, auf die Oberflächenspannung des Wassers.

Das Wort Kohäsion bezeichnet das Aneinanderhaften der Teilchen, aus denen ein Pulver zusammengesetzt ist. In diesem Sinne besitzt jede aus Einzelkörnern bestehende Masse Kohäsion, falls die Körner so klein sind, daß die Wirkung der Nullreibung bei der Sedimentierung in der Strukturform des Sedimentes merklich zur Geltung kommt. Weder die Wabenstruktur noch die Flockenstruktur ist in völlig kohäsionslosen Massen denkbar und je kleiner der wirksame Korndurchmesser, desto größer ist die Kohäsion. Diese Kohäsion sei im folgenden als echte Kohäsion bezeichnet, weil sie eine physikalische Eigenschaft der Masse an sich darstellt. Sie ist lediglich eine Funktion der Kornform und der Korngröße und eine Eigenschaft sämtlicher aus Einzelkörnern bestehenden Massen. Es läßt sich demnach zwischen kohäsionslosen und bindigen Bodenarten keine scharfe Grenze ziehen. Ein infolge der Kleinheit seiner Teilchen kohärentes Sediment kann auch im Zustand lockerster Lagerung unter Wasser eine senkrechte Böschung bilden. 200 *g* des aus dem Ton III (Tabelle 19) extrahierten Kolloidschlammes wurden mit Wasser aufgeschüttelt und dann durch Zusatz von H Cl zur Koagulation gebracht. Nach etwa drei Wochen war Gleichgewicht eingetreten. Nun wurde in der ebenen Oberfläche des Sedimentes mit dem abgerundeten Ende eines Glasstabes eine 1 *cm* tiefe Furche mit senkrechten Seitenwänden gezogen. Im Verlaufe von mehr als einem Jahre konnte an den Seitenwänden der Furche keine Änderung bemerkt werden, trotzdem sich das Porenvolumen der Masse auf 95% und die Porenziffer auf 19·5 belief.

Falls das Sediment zunächst durch Dauerbelastung verdichtet und dann entlastet wird, ist seine echte Kohäsion wesentlich größer als die des lockeren Sedimentes, weil der Druck eine bedeutende Zunahme der Netto-Kontaktfläche pro Volumeneinheit und mit ihr eine Zunahme des Gesamtwertes der Nullreibung bewirkt. Trotzdem hat der Verfasser niemals beobachtet, daß die Scherfestigkeit einer derart verdichteten, unter Wasser befindlichen Masse mehr als 20 *g* pro *cm*² beträgt. Diese echte Kohäsion der bindigen Pulver ist derart geringfügig, daß sie nur ein theoretisches Interesse beanspruchen kann und die grundsätzliche Übereinstimmung zwischen den Festigkeitseigenschaften der feinstkörnigen und der grobkörnigen Pulver nicht verschleiert.

Bei Bodenkörpern, deren Oberfläche mit der Luft in Berührung ist, kann man Scherfestigkeiten bis zu 100 *kg* pro *cm*² feststellen. Nachdem jedoch diese Kohäsion verschwindet, sobald man die Oberflächenspannung des Wassers durch Überflutung des Körpers ausschaltet, sei sie als scheinbare Kohäsion bezeichnet, denn sie verdankt, wie im folgenden gezeigt wird, ihr Dasein nicht wie die echte Kohäsion den physikalischen Eigenschaften des Pulvers, sondern jenen des Wassers.

Das Schrumpfen eines in Berührung mit der Luft austrocknenden Würfels ist gleichbedeutend mit fortschreitender Verdichtung seines Materiales. Um die Porenziffer ε_0 eines bindigen Bodens unter Wasser bei verhinderter seitlicher Ausdehnung des Materiales auf dasselbe Maß ε_s zu reduzieren, wie dies durch Austrocknung geschieht, muß man auf die Masse einen Druck von p_s pro Flächeneinheit ausüben. Tabelle 21 enthält die Werte des Druckes p_s, welcher erforderlich war, um den Ton I bezw. den Ton IV von der Grenze der Dickflüssigkeit bis auf die Porenziffern ε der Würfel 1 bis 8 zu verdichten. Die Tabelle enthüllt nun eine Tatsache von grundlegender Bedeutung: Der Quotient $\frac{E}{p_s}$ aus dem Elastizitätsmodul jedes Würfels und dem zugehörigen Druck p_s ist für jede Bodenart nahezu konstant. Dieser Sachverhalt kommt in Fig. 17 *a* besonders klar zum Ausdruck. Nach dieser Figur gilt

$$\left.\begin{array}{ll} \text{für den Ton I (Schaulinie } L_I) & E = 34{\cdot}0\ p_s \\ \text{für den Ton IV (Schaulinie } L_{IV}) & E = 12{\cdot}7\ p_s \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (28a)$$

oder allgemein $$E = c_s \cdot p_s \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (28)$$

worin c_s eine vom Material abhängige Konstante bedeutet.

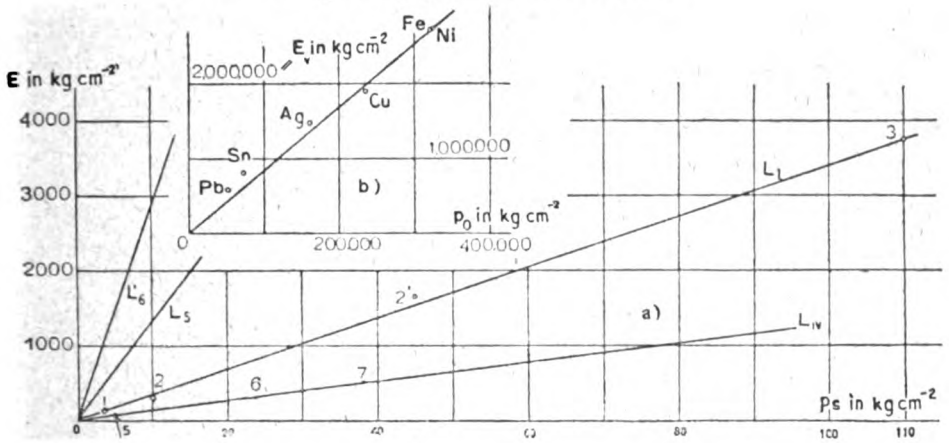


Fig. 17.

a) Der Kapillardruck. Nachdem die Reduktion der Porenziffer eines unter Wasser befindlichen Tones von ε_0 auf ε die Aufwendung eines Druckes von p_s pro Flächeneinheit erfordert und auf eine durch Austrocknung schrumpfende Tonmasse keine andere Außenkraft wirkt als die Oberflächenspannung des in den kapillaren Hohlräumen der Bodenmasse enthaltenen Wassers, sieht sich der Verfasser genötigt anzunehmen, daß die Oberflächenspannung des Wassers auf den Ton einen Druck von der Größenordnung p_s ausübe. Um das Zustandekommen dieses Druckes zu begreifen, denke man sich eine Schlammschicht, welche auf dem Boden eines Gefäßes unter Wasser abgesetzt wurde. Das Kapillarwasser kommuniziert mit dem oberhalb der Sedimentschicht stehenden Wasser und auf die Schlammteilchen wirken lediglich die Schwerkraft und die Nullreibung. Hebert man das überstehende Wasser ab, so kommt die Oberfläche des Sedimentes mit der Luft in Berührung und die Verdunstung des Wassers geht in der Folge an der Oberfläche des Schlammes vor sich. Es gibt nun zwei Möglichkeiten: Entweder schreitet die Verdunstung von der Oberfläche des Schlammes nach dem Inneren desselben fort, wobei die Lage dieser Oberfläche unverändert bleibt, oder die Dicke der Schlammschicht nimmt im Laufe der Verdunstung in geradem Verhältnis mit der Abnahme der Wassermenge ab. Die erste Möglichkeit ist ausgeschlossen, solange nicht der Widerstand der Schlammschicht gegen weitere Zusammendrückung größer wird als der Gesamtwert der Oberflächenspannung des Wassers, und es tritt demnach im Anfangsstadium des Austrocknungsprozesses der zweite Fall ein.



Fig. 18.

Man sieht dies ohneweiters ein, wenn man den Schlamm als ein Bündel von Kapillarschlitzen auffaßt. Fig. 18 stellt ein solches Bündel dar. Die Weite der Schlitze sei von der Größenordnung der mittleren Weite der Wasserwege im Ton I bei einer Porenziffer von $\varepsilon = 0{\cdot}50$. Diese Weite wurde nach den Ergebnissen der Schlämmanalyse Fig. 1, Kurve I, auf $0{\cdot}000005\ cm$ geschätzt. In einem lotrechten Kapillarschlitz von solcher Weite steigt das Wasser bei einer Oberflächenspannung von 75 Dyn pro cm bis zu einer Höhe von $306\ m$ empor. Die Wände des Schlitzes stehen nach erfolgtem kapillaren Aufstieg des Wassers unter einem Druck, welcher dem Gewichte der Wassersäule gleichkommt, und im obersten Teile der Wassersäule herrscht eine Zugspannung von $30{\cdot}6\ kg$ pro cm^2. Zu Beginn des

Versuches mit dem Schlitzbündel Fig. 18 seien sämtliche Schlitze mit Wasser gefüllt. Wenn nun das Wasser anfängt zu verdunsten, kann sich die Oberfläche des Wassers unmöglich in das Innere des Bündels zurückziehen, denn es wird durch dieselbe Kraft daran verhindert, welche das Wasser im lotrecht gestellten Bündel bis zu einer Höhe von 306 *m* emportriebe, falls das Bündel lang genug wäre und das untere Ende des Bündels in freies Wasser tauchte. Infolgedessen verbleibt die Wasseroberfläche innerhalb der Oberflächen $A'D'$ und $B'C'$ des Bündels und die Abnahme der Wassermenge durch Verdunstung bedingt eine Verkürzung des Bündels in der Richtung AB der Schlitzachsen. Die Schlitzwandungen kommen unter Druck und im Wasser tritt eine Zugkraft (hydrostatischer Unterdruck) von gleicher Intensität auf. Der in den Rohrwandungen herrschende Druck sei der Kapillardruck p_k genannt. Er spielt bei der Verdichtung einer pulverförmigen Masse durch Austrocknung dieselbe Rolle, wie der Druck p_s bei der mechanischen Verdichtung dieser Masse durch Belastung unter Wasser.

Mit fortschreitender Verdunstung des Kapillarwassers nimmt auch der in den Schlitzwandungen herrschende Druck stetig zu, bis er einen Maximalwert erreicht, den er nicht überschreiten kann. Dieser Maximalwert p'_k des Kapillardruckes ist durch den Gesamtbetrag der an den Schlitzenden angreifenden Oberflächenspannung des Wassers gegeben. Im weiteren Verlauf des Austrocknungsprozesses bleibt der Kapillardruck unverändert und die freie Oberfläche des Wassers zieht sich in das Innere des Bündels zurück. Dieses Stadium tritt bei Lehmen und Tonen erfahrungsgemäß kurz vor Überschreitung der Schrumpfgrenze ein (siehe 19. Abschnitt). Der Maximalwert p'_k des Kapillardruckes ist demnach durch die Oberflächenspannung des Wassers und durch die Weite der Wasserwege festgelegt.

Im Sinne dieser Auffassung sollte das Höchstausmaß der durch Lufttrocknung herbeigeführten Verdichtung einer feinstkörnigen Bodenmasse unter sonst gleichen Umständen vom Wert der Oberflächenspannung der Flüssigkeit abhängen, welche ihre Poren erfüllt. In der Tat wurde ein mit Wasser (Oberflächenspannung 75 Dyn pro *cm*) angemachter Ton durch Lufttrocknung auf $\varepsilon = 0{\cdot}482$ bis $0{\cdot}526$ (je nach dem Anfangswassergehalt), ein mit 90%igem Alkohol (Oberflächenspannung 23 Dyn pro *cm*) angemachter Ton hingegen bloß auf $\varepsilon = 0{\cdot}798$ verdichtet.

Für den mit Wasser angemachten Ton I sollte der Maximalwert des Kapillardruckes infolge der auf 306 *m* geschätzten kapillaren Steighöhe des Wassers von der Größenordnung 30 *kg* pro cm^2 sein, soferne sich die Oberflächenspannung des Wassers auch in sehr engen Kapillaren auf 75 Dyn pro *cm* beläuft. Die im nachfolgenden mitgeteilten Tatsachen drängen jedoch zu der Annahme, daß die Oberflächenspannung in sehr engen Kapillaren wesentlich größer sei.

b) Die Ermittlung des Kapillardruckes p_k aus dem Verlauf des Hauptastes im Druck-Porenzifferdiagramm. Auf experimentellem Weg wurde festgestellt, daß der unter Wasser mit p_s belastete Ton I einen Seitendruck von der Intensität $h = \zeta_0 p_s = 0{\cdot}70\, p_s$ pro Flächeneinheit ausübt (siehe 22. Abschnitt, *c*). Für den blauen Ton IV ergab sich $h = 0{\cdot}75\, p_s$. Von den drei Flächenpaaren eines würfelförmigen Körperelementes der belasteten Masse stehen demnach ein Seitenpaar unter einem Druck p_s und zwei Seitenpaare unter einem Druck h. Der Kapillardruck p_k wirkt hingegen auf alle drei Seitenpaare eines schrumpfenden Würfels mit der gleichen Intensität. Nachdem die einander zugeordneten Drücke p_k und p_s (Tabelle 21) den gleichen Grad der Verdichtung herbeiführen, kann man annehmen, daß zwischen den Drücken p_k und p_s die angenäherte Beziehung

$$p_k = \frac{p_s + 2h}{3} = p_s \frac{1 + 2\zeta_0}{3} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (29)$$

besteht. Damit geht die Formel 28 über in

$$E = c_s p_s = c_s \frac{3}{1 + 2\zeta_0} p_k = c_k p_k \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (30)$$

worin $c_k = \frac{3\,c_s}{1+2\,\zeta_0}$ eine vom Material abhängige Konstante bedeutet. Mit den bereits angegebenen Ziffernwerten von c_s (Formel 28 *a*) und ζ_0 (siehe oben) ergibt sich

$$\left.\begin{aligned} &\text{für den Ton I} && E = 34{\cdot}0\,.\,\frac{3}{1+2\,.\,0{\cdot}7}\,p_k = 42{\cdot}5\,p_k \\ &\text{für den Ton IV} && E = 12{\cdot}7\,.\,\frac{3}{1+2\,.\,0{\cdot}75}\,p_k = 15{\cdot}2\,p_k \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \text{(30 a)}$$

Setzt man für E die Werte des Elastizitätsmoduls der trockenen Würfel (Würfel Nr. 4 und Nr. 8, Tabelle 21) ein, so erhält man

$$\left.\begin{aligned} &\text{für den Ton I} && p'_k = \frac{7300}{42{\cdot}5} = 171{\cdot}0\ kg \text{ pro } cm^2 \\ &\text{für den Ton IV} && p'_k = \frac{5200}{15{\cdot}2} = 342{\cdot}0\ kg \text{ pro } cm^2 \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \text{(30 b)}$$

Der Maximalwert p'_k des Kapillardruckes für den Ton I ist nahezu sechsmal so groß als der aus der mittleren Weite der Wasserbahnen und der normalen Oberflächenspannung des Wassers errechnete obere Grenzwert von 30 *kg* pro cm^2. Die Untersuchungen des Verfassers über die Durchlässigkeit der Tone haben gezeigt, daß die Viskosität des Wassers in kapillaren Schlitzen mit einer Weite von der Größenordnung 0·00001 *cm* infolge der Wirkung der molekularen Nahkräfte wesentlich größer ist als in weiten Kapillaren (siehe 16. Abschnitt, *f*). Der Verfasser vermutet demnach, daß auch die Oberflächenspannung des Wassers in sehr engen Kapillaren mit abnehmender Schlitzweite zunimmt. Eine solche Zunahme würde nicht bloß die oben konstatierte Abweichung von dem aus der normalen Oberflächenspannung des Wassers berechneten Kapillardruck, sondern auch den überraschend großen Unterschied zwischen den Maximalwerten des Kapillardruckes für Tone erklären, deren Poren mit Wasser, bezw. mit Alkohol gefüllt sind. Dieser Unterschied ist viel bedeutender als der Unterschied zwischen den normalen Oberflächenspannungen dieser Flüssigkeiten.

c) Der Kapillardruck nach Überschreitung der Schrumpfgrenze. Sobald bei der Verdunstung des Kapillarwassers im Bündel Fig. 18 die zur weiteren Zusammendrückung des Bündels erforderliche Kraft größer wird als der Größtwert des Druckes, welchen das Wasser infolge seiner Oberflächenspannung ausüben kann, zieht sich die Oberfläche des Wassers allmählich in das Innere des Bündels zurück. Damit wird auch die Länge des unter Druck stehenden Bündelabschnittes immer kleiner und nach erfolgter Verdunstung des letzten Wassertropfens sind auch die Schlitzwände entlastet.

Im bindigen Boden sind jedoch die an den engsten Stellen der Wasserbahnen zwischen den Tonschuppen eingelagerten Wasserfilme von den Tonschuppen molekular gebunden. Sobald der Wassergehalt bei Lufttrocknung auf 4 bis 7% sinkt, hört die Verdunstung auf. Aber auch durch Erhitzen des Tones auf Temperaturen von mehreren hundert Graden läßt sich die Kohäsion nicht aufheben, denn bevor es zu einer völligen Verdampfung des Wassers kommt, verschmelzen die Tonteilchen miteinander und das reversible Kolloid verwandelt sich in ein irreversibles. Sobald also nach Überschreitung der Schrumpfgrenze Luft in das Innere der Masse gelangt, zieht sich die freie Wasseroberfläche nach den engsten Stellen der Wasserbahnen zurück und die Oberflächenspannung bindet im Innern des Würfels die Tonteilchen in ähnlicher Weise aneinander, wie die molekularen Nahkräfte die Teilchen eines körnigen, festen Körpers. Nachdem die Weite der engsten Stellen der Wasserbahnen wesentlich kleiner ist als die mittlere Weite derselben, so kann der Kapillardruck auch noch in diesem Stadium eine Steigerung erfahren, trotzdem der Rauminhalt des Würfels

keine Verminderung mehr erfährt. Diese Schlußfolgerung wird durch die Beobachtung bestätigt, daß die Festigkeit und der Elastizitätsmodul der Bodenwürfel auch nach Überschreitung der Schrumpfgrenze mit abnehmendem Wassergehalt noch zunehmen, trotzdem das Volumen unverändert bleibt.

d) Die scheinbare Kohäsion als Ergebnis des Zusammenwirkens von Kapillardruck und Reibungswiderstand. Ob der Kapillardruck an den Seitenflächen eines Bodenwürfels oder, nach Überschreitung der Schrumpfgrenze, im Innern desselben angreift, seine Wirkung ist stets dieselbe: die Bodenteilchen werden durch den Kapillardruck deformiert, gegeneinander gepreßt und die Struktur der Masse wird unter Überwindung des Verdichtungswiderstandes engmaschiger gemacht. Um die Teilchen gegeneinander zu verschieben, muß der durch den Kapillardruck und die Reibungsziffer festgelegte Reibungswiderstand überwunden werden. Nun ist der Erzeuger des Kapillardruckes nicht sichtbar. Man verlegte daher die Ursache des Aneinanderhaftens der Teilchen eines schwindenden Bodens in das Innere desselben und nannte diese Ursache Kohäsion, trotzdem sie mit der echten Kohäsion dieser Böden ebensowenig gemeinsam hat, wie der an der Berührungsfläche zweier gegeneinander gepreßter Körper wirksame Reibungswiderstand mit echter Adhäsion. Bedeuten

f_1 die Ziffer des inneren statischen Gleitwiderstandes,
p_k den Kapillardruck und
q_t die scheinbare Kohäsion (Scherfestigkeit des Materiales), so ist

$$q_t = p_k f_1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (31)$$

Für die plastische Konsistenzform ist die Übereinstimmung zwischen Formel 31 und den beobachteten Tatsachen zufriedenstellend. Nach Überschreitung der Plastizitätsgrenze nehmen jedoch die Abweichungen vom Gesetz Formel 31 zu und bei trockenen Bodenkörpern beläuft sich die Scherfestigkeit bloß auf etwa 40% des durch Formel 31 festgelegten Wertes. Mit zunehmender Abweichung vom Gesetz Formel 31 werden aber auch die auftretenden Brucherscheinungen dem Bruch fester Körper immer ähnlicher und beim festen Körper ist das Mißverhältnis zwischen dem Wert des molekularen Innendruckes und der Festigkeit noch viel sinnfälliger als beim trockenen Boden. Dieses Mißverhältnis scheint durch Sekundärspannungen hervorgerufen zu werden [131a]), welche im Falle einer Belastung zu einer vorzeitigen Aufhebung des Zusammenhanges führen.

e) Schrumpfen und Schwellen der bindigen Böden. Im Schrumpfen wurde die rein mechanische Wirkung des Kapillardruckes erkannt und ist der Schrumpfvorgang bis zum Augenblick der Überschreitung der Schrumpfgrenze mit der unter Wasser vorgenommenen Verdichtung des Bodens durch einfache Belastung identisch.

Überflutet man eine plastische oder halbfeste, luftfreie Tonmasse mit Wasser, so wird der Kapillardruck sofort gleich Null. Die Masse dehnt sich infolge der Entlastung aus und saugt Wasser an. Nachdem sich die Ausdehnung einer unter Wasser nach vorhergegangener Dauerbelastung entlasteten Tonmasse im 12. Abschnitt, *c*, als rein elastische Formänderung erwiesen hat, muß man das Schwellen des Tones nach erfolgter Überflutung als rein elastische, durch Ausschaltung des Kapillardruckes bewirkte Ausdehnung betrachten.

Infolge der geringen Durchlässigkeit der bindigen Böden schreitet die Schwellung nur langsam von der Oberfläche nach dem Innern des entlasteten Körpers fort. Die Theorie des zeitlichen Verlaufes des Schwellvorganges findet sich im 21. Abschnitt, *e*. Falls die Ausschaltung des Kapillardruckes rasch erfolgte, treten im

---

[131a]) Siehe z. B. A. Smekal, Festigkeit und Molekularkräfte. Z. d. Öst. I. u. A.-V. 1922, S. 217, und A. A. Griffith, The Phenomena of Rupture and Flow in Solids. Phil. Transactions, Royal Society, London. A. 221, S. 163–198, 1920.

Innern des Körpers infolge der im Anfangsstadium der Durchfeuchtung auf die Oberflächenzone beschränkten Schwellung starke Sekundärspannungen auf und der Körper zerreißt anstatt gleichmäßig durchfeuchtet zu werden.

f) Einfluß der Korngröße und der Kornform auf den Maximalwert der scheinbaren Kohäsion. Bei gleicher Kornform und gleicher ursprünglicher Dichte des austrocknenden Aggregates nimmt der Maximalwert des Kapillardruckes mit zunehmender Korngröße ab, weil der Maximalwert des Kapillardruckes durch die kapillare Steighöhe festgelegt ist und diese, wie bekannt, ebenfalls mit zunehmender Korngröße abnimmt. Diese Schlußfolgerung wird durch die von Atterberg[132]) veröffentlichten Festigkeitszahlen bestätigt. So beträgt nach Atterberg die Festigkeitszahl von:

Biotit	Schluff 1·3	Kolloidschlamm 13 (21)	
Muskovit		Grobschlamm 10	Feinschlamm 28
		Grobschlamm 3	Feinschlamm 19
Kaolinit	Grobschluff 0·9	Feinschluff 1·8	
Talk	Schluff 1·3	Kolloidschlamm 5·5.	

Die Korngrößen der Schlämmprodukte sind in Fig. 1 angegeben. Nachdem die gleichbezeichneten Schlämmprodukte gleiche äquivalente Korngrößen aufweisen, läßt die obige Zusammenstellung erkennen, daß die Festigkeit und mit ihr der Maximalwert des Kapillardruckes, durch den sie bedingt wird, bei gleicher äquivalenter Korngröße außerordentlich verschieden sein kann. Nach Atterberg schwankt die Festigkeit des Kolloidschlammes (nach der auf Seite 25 beschriebenen Atterbergschen Methode des Spaltens von Würfeln durch Keile bestimmt) zwischen den Grenzen „niedrig" (offenbar kleiner als 0·2, der kleinsten von Atterberg in Ziffern angegebenen Festigkeitszahl) für den Kolloidschlamm des Quarzes und 21 für den Kolloidschlamm des Biotites. Schon Atterberg gewann den Eindruck, daß eine hohe Festigkeitszahl „als Eigenschaft schuppenförmiger Teilchen von kolloidaler Größe bei gewissen Mineralien aufgefaßt werden müsse". Nach der vom Verfasser entwickelten Theorie der scheinbaren Kohäsion erklärt sich der kausale Zusammenhang zwischen der Kornform und der Festigkeit wie folgt: In einer aus Schuppen bestehenden Masse beträgt die Zahl der Teilchen pro Volumseinheit ein Vielfaches von jener pro Volumseinheit eines derbkörnigen Pulvers von gleicher äquivalenter Korngröße, und die Weite der Wasserbahnen beläuft sich infolgedessen nur auf einen kleinen Bruchteil von jener der derbkörnigen Pulver. Diese Tatsache geht am klarsten aus einem Vergleich zwischen der Formel 44 für die Durchlässigkeitsziffer eines Sandes und der Formel 52 für jene eines Tones mit gleichem äquivalenten Korndurchmesser hervor. Erstere ist mehr als 50 mal so groß als letztere. Hiezu kommt noch, als zweiter wichtiger Umstand, das blattartige Ineinandergreifen der schuppenförmigen Bestandteile des Tones. Infolge dieses Ineinandergreifens ist der Umfang des nach Überschreitung der Schrumpfgrenze an jeder Berührungsstelle zwischen den Teilchen des Tones eingelagerten Filmes viel größer als der Umfang der Filme in derbkörnigen Pulvern von gleicher äquivalenter Korngröße. Je größer dieser Umfang, desto größer ist auch der Gesamtbetrag der Oberflächenspannung des Kapillarwassers pro Berührungsstelle, d. h. die Haftfestigkeit der Teilchen. Der Unterschied in der Form und im Ausmaß der Films, welche die Teilchen des Tones, bzw. jene des kolloidalen Sandes aneinander binden, äußert sich in zwei voneinander unabhängigen Erscheinungen: Die Wassermenge, welche der Kolloidschlamm eines Tones nach erfolgter Ofentrocknung hygroskopisch aus der Luft aufnimmt, ist wesentlich größer als die von Quarzpulvern mit gleicher äquivalenter Korngröße aus der Luft gesaugte Wassermenge; und die Festigkeit von Würfeln aus derbkörnigem Kolloidschlamm nimmt im letzten Stadium der Austrocknung ebenso ab, wie die scheinbare Kohäsion reiner, feuchter

[132]) Die Plastizität und Bindigkeit liefernden Bestandteile der Tone. Int. Mitt. Bod., 1913.

Feinsande, während die Festigkeit von Würfeln mit schuppenförmigen Kolloidschlammteilchen im selben Stadium zunimmt. — Als dritter, die Festigkeit schuppenförmiger Aggregate erhöhender Umstand wäre zu erwähnen, daß die schuppenförmigen Aggregate erfahrungsgemäß infolge des großen Wertes von α, Gleichung 24, unter der Einwirkung eines gegebenen Druckes eine wesentlich größere Verdichtung erfahren als derbkörnige Aggregate. Infolgedessen erzeugt der Kapillardruck im schuppenförmigen Aggregat eine bedeutendere Verengerung der kapillaren Hohlräume als im derbkörnigen, und mit abnehmender Weite der Wasserbahnen nimmt, wie erwähnt, der Maximalwert des Kapillardruckes zu.

Unter den von Atterberg untersuchten Schlämmprodukten von Mineralien weist der feinere Kolloidschlamm des Biotites mit 28 die höchste Festigkeitszahl auf. Schwere nordische Tone haben hingegen Festigkeitszahlen von 80 und darüber. Atterberg erklärt dies durch die Annahme, daß die mittlere Korngröße des Kolloidschlammes dieser Tone wesentlich kleiner sei als die mittlere Korngröße des Kolloidschlammes künstlich zerkleinerter Mineralien. Verfasser vermutet, daß auch der hohe Ungleichförmigkeitsgrad dieser Tone festigkeitserhöhend wirke, ähnlich wie die Ungleichförmigkeit der Magerungsmittel die Festigkeit des Betons günstig beeinflußt.

g) Zusammenfassung. Die als Schrumpfen und Schwellen bekannten Eigenschaften der bindigen Böden unterscheiden sich in keiner Weise von den durch mechanischen Druck hervorgerufenen Formänderungen und konnten durch die Oberflächenspannung des Wassers restlos erklärt werden. Die Oberflächenspannung des Kapillarwassers tritt in allen pulverförmigen, durchfeuchteten Massen ohne Unterschied der Korngröße und der Kornform auf, nur ist ihre mechanische Wirkung in den Sanden infolge der kleinen Zahl von Berührungspunkten pro Raumeinheit und der Geringfügigkeit der kapillaren Steighöhe praktisch zu vernachlässigen, während sie in kolloidschlammreichen Böden mit vorwiegend schuppenförmigen Teilchen deutlich in Erscheinung tritt. Es besteht demnach zwischen den kohäsionslosen und den kohärenten Böden trotz der scheinbar fundamentalen Verschiedenheit ihrer Eigenschaften kein Unterschied im Wesen sondern nur ein Unterschied des Grades.

Infolge der gewaltigen mechanischen Wirkungen, welche sie in kolloidschlammreichen Bodenmassen ausübt, stellt die Oberflächenspannung des Kapillarwassers eine Naturkraft dar, welche an Intensität alle andern Kräfte, mit denen der Erdbauingenieur zu rechnen hat, übertrifft und deren Bedeutung bisher gar nicht beachtet oder weit unterschätzt wurde. Sie ist imstande, auf den Boden Drücke von mehr als 200 Atmosphären auszuüben, verdichtet locker abgelagerte Sedimente so gründlich, wie dies mit Ausschluß der Oberflächenspannung nur im Laboratorium mit Hilfe einer Festigkeitsmaschine geschehen kann, und versetzt den Boden in einen Spannungszustand, welcher sich nach Ausschaltung des Kapillardruckes durch Überflutung des Bodens in einer elastischen Ausdehnung desselben, dem Schwellen äußert. Örtliche Schrumpfung des Bodens infolge Wärmezufuhr oder örtliche Verminderung des Kapillardruckes infolge Durchfeuchtung erzeugen im Boden Sekundärspannungen, welche weitaus bedeutender sind, als die durch das Eigengewicht hervorgerufenen Beanspruchungen und in vielen Fällen für das Auftreten von Einschnittsrutschungen verantwortlich gemacht werden müssen.

15. Abschnitt.

Die Beziehungen zwischen den Festigkeitsziffern, dem Innendruck und den inneren Reibungswiderständen.

Im 11., 12. und 13. Abschnitt wurden die bei den Festigkeitsversuchen mit Böden beobachteten Erscheinungen durch Formeln ausgedrückt. In diesem Abschnitt sei der Versuch unternommen, die kausalen Zusammenhänge zwischen diesen Erscheinungen aufzudecken.

a) Die Formänderung durch erstmalige Belastung einer Bodenschicht bei ausgeschaltetem Kapillardruck und verhinderter seitlicher Ausdehnung. Die bei der erstmaligen Aufbringung einer Belastung auftretenden Formänderungen seien an der Wirkung der Belastung auf Sande erläutert.

Wenn die Oberfläche einer an seitlicher Ausdehnung behinderten Sandmasse belastet wird, so erleidet zunächst jedes Sandkorn eine elastische Zusammendrückung. Damit verschieben sich auch die Berührungspunkte jedes Sandkornes mit seinen Nachbarn, d. h. die Anordnung der Körner erleidet eine wenn auch geringfügige Veränderung. Mit dieser Veränderung ist der Anstoß zum Zerfall labil aufgebauter Korngruppen gegeben. Der Übergang einer Korngruppe aus einem labilen in einen stabileren Zustand ist von einer Abnahme des Porenvolumens im Bereich dieser Korngruppe begleitet. Die Stabilisierung der labilen Korngruppen geht demnach Hand in Hand mit einer Zunahme der Dichte, woraus man schließen kann, daß die Zahl der labilen Kornkombinationen und mit ihr die durch erstmalige Aufbringung einer gegebenen Belastung bewirkte Zusammendrückung im umgekehrten Verhältnis zu der Dichte des belasteten Materiales steht. Diese Tatsache kommt in der Beziehung zum Ausdruck, welche nach Formel 25 zwischen der Porenziffer ε des unter dem Einfluß eines Druckes p stehenden Materiales und der durch einen Druckzuwachs dp bewirkten Abnahme $d\varepsilon$ der Porenziffer besteht. Für den Sand herrscht zwischen p und ε die Beziehung

$$\varepsilon = -\alpha \ln(p + p_c) - \beta(p + p_c) - \gamma p + c \quad \ldots\ldots\ldots \quad (25)$$

Hieraus, durch Differenzieren

$$d\varepsilon = -\alpha \frac{dp}{p + p_c} - dp(\beta + \gamma).$$

Für kleinere Werte von p kann man in der Gleichung 25 das Glied γp vernachlässigen. Löst man die so vereinfachte Gleichung nach $p + p_c$ auf, so erhält man $p + p_c$ als Funktion von α, β, c und ε, oder, nachdem α, β und c für das Material konstant sind,

$$p + p_c = f(\varepsilon).$$

Mit diesem Wert von $p + p_c$ geht die obige Gleichung über in

$$d\varepsilon = -dp\left[\alpha \frac{1}{f(\varepsilon)} + (\beta + \gamma)\right]. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (32)$$

Die Formel 32 besagt, daß die durch eine Zunahme der Belastung um dp bewirkte zusätzliche Zusammendrückung nicht vom Wert der Belastung p, unter welcher die Masse steht, sondern lediglich von der Porenziffer ε abhängt, welche sich unter dem Einfluß von p ergeben hatte. Infolge der Anwesenheit des Gliedes γp in Gleichung 25 nimmt der Wert von $d\varepsilon$ in Wirklichkeit bei gegebenem ε mit zunehmendem Wert von p etwas zu. Der Verfasser führte dies auf den Umstand zurück, daß eine Zusatzbelastung dp bei hohen Werten von p erfahrungsgemäß die Zertrümmerung von Körnern und mit ihr eine zusätzliche Zusammendrückung herbeiführt.

Der Übergang labiler Kornkombinationen in stabilere stellt eine irreversible Strukturänderung dar und entspricht der von A. A. Michelson als „lost motion" (toter Gang) bezeichneten Formänderung der festen Körper (siehe 11. Abschnitt, *e*, S. 76).

b) Das Wesen der Elastizität des Bodens. Entlastet man die Oberfläche des Bodens, so dehnen sich die zusammengepreßten Bodenkörner aus. Die Feinbewegungen erfolgen in entgegengesetzter Richtung als dies bei zunehmender Belastung der Fall war; die bei der erstmaligen Belastung stabilisierten Kornkombinationen kehren jedoch nicht mehr in den labileren Zustand zurück. Das Zerfallen der labilen Korngruppen führte daher zu bleibender, die durch elastische

Deformation der Körner bewirkten Verschiebungen hingegen zu reversibler Zusammendrückung des Bodens. Letztere setzt sich aus zwei Faktoren zusammen:

A. Elastische Formänderung der Körner und

B. Die durch elastische Formänderung der Körner bewirkte reversible Änderung der Struktur.

Um zu erfahren, welcher von den beiden Faktoren der wichtigere sei, wurde mit Hilfe der Hertzschen Formeln der Elastizitätsmodul einer aus gleichgroßen Quarzkugeln gesetzmäßig aufgebauten Kugelschüttung unter Vernachlässigung der durch die Formänderung bewirkten Verschiebungen berechnet. Die Rechnung lieferte für Belastungen von 1, 10 und 20 *kg* pro cm^2 für den Elastizitätsmodul der Schüttung die Werte 5260, 11320 und 14230 *kg* pro cm^2, wobei für den Elastizitätsmodul des Quarzes der Wert 1,030.000 *kg* pro cm^2 angenommen wurde. Im Versuchsweg ergaben sich für den Elastizitätsmodul des pulverisierten Milchquarzes bei verhinderter seitlicher Ausdehnung der Masse und bei Belastungen von 1, 10 und 20 *kg* pro cm^2 die Werte 167, 1635 und 3226 *kg* pro cm^2. Der bedeutende Unterschied zwischen den berechneten und den gemessenen Werten läßt erkennen, daß die Elastizität des Pulvers vornehmlich auf den Faktor *B* zurückzuführen ist. Man muß demnach die Elastizität des Bodens als eine solche des Gefüges bezeichnen und die elastische Ausdehnung des Bodens ist von einer Feinbewegung im Gefüge begleitet.

Die im Sand bei der Entlastung auftretende elastische Strukturänderung ist so geringfügig, daß sie nicht zu der Bildung neuer Kornkombinationen führt, und die beiden Äste der Schaulinie für zyklische Belastung decken sich beinahe (Fig. 15 und Fig. 16). Im Gegensatz dazu ist die elastische Ausdehnung der bindigen Böden infolge der Biegsamkeit der schuppenförmigen Bestandteile dieser Böden nach Fig. 14 so ausgiebig, daß man die Bildung neuer Kornkombinationen als unvermeidlich betrachten muß. Belastet man den Boden nach erfolgter Schwellung neuerdings, so wirkt die Belastung auf eine Bodenschicht, deren Struktur infolge der vorangegangenen Schwellung tiefgreifende Veränderungen erfahren hat. Aus diesem Grund ist der Verlauf der beiden Äste für bindige Böden recht verschieden und die Hysteresisschleife auffallend weit.

c) Die unausgeglichenen Reibungsspannungen. Die in den vorangegangenen Abschnitten behandelte zeitliche Abnahme der inneren Spannungen bei gleichbleibender äußerer Form des Bodenkörpers (Zustandsänderung *A*, 11. Abschnitt, *k*, und 13. Abschnitt *d*) führt der Verfasser auf das Vorhandensein unausgeglichener Reibungsspannungen zurück. Das Gleichgewicht jedes Einzelkornes ist durch das Gleichgewicht aller anderen Körner bedingt. Bei der Steigerung des auf die Masse wirkenden Druckes verschieben sich die Körner gegeneinander, wobei der Druckzuwachs durch die bei der Kornverschiebung geweckten zusätzlichen Reibungswiderstände aufgenommen wird. Nun kann die durch Drucksteigerung hervorgerufene Umlagerung infolge der Kürze des Zeitraumes, in dessen Verlauf die Drucksteigerung erfolgte, bloß als rohe, bzw. als vorläufige Anpassung der Körner an die geänderten Gleichgewichtsbedingungen betrachtet werden. Unterbricht man die weitere Zusammendrückung der Masse, so dauern die Anpassungsbewegungen der Körner fort, wobei die Bewegung jedes Einzelkornes die Bewegung aller anderen Körner nach sich zieht. Der hiebei stattfindende Übergang der Körner aus labilen Lagen in stabilere bedingt eine Abnahme der zur Aufrechterhaltung des Gleichgewichtes erforderlichen Reibungskräfte und mit ihr eine Abnahme der Intensität der inneren Spannung. Die formale Übereinstimmung zwischen den Funktionen Formel 17 und 19 sowie zwischen den Formeln 26 und 27 deutet an, daß die unausgeglichenen Reibungsspannungen auch bei der zeitlichen Zunahme der Zusammendrückungen bei konstantem Druck die entscheidende Rolle spielen.

Die Formeln 17 und 26 für die Geschwindigkeit des Spannungsausgleiches bei konstanter Zusammendrückung können auch in der Form

$$-c_e{}^3\frac{dq}{dt}=\Delta q^3,\ \text{bzw.}\ -c_\varepsilon{}^3\frac{dp}{dt}=\Delta p^3$$

angeschrieben werden. Betrachtet man Δq, bzw. Δp als ein Maß für die Anzahl der pro Längeneinheit vorhandenen Störungsfaktoren (in Umlagerung begriffene Korngruppen), so lassen sich die Formeln 17 und 26 dahin deuten, daß die Geschwindigkeit des Spannungsausgleiches in geradem Verhältnis mit der Anzahl der Störungsfaktoren pro Raumeinheit abnimmt.

Aus den Formeln 17 und 26 wurde ferner entnommen, daß die Geschwindigkeit des Spannungsausgleiches bei gegebener Intensität Δq der unausgeglichenen Reibungsspannungen in umgekehrtem Verhältnis zu dem Wert des Koeffizienten c_e, bzw. c_ε steht. Für den bei verhinderter Seitenausdehnung belasteten Sand nimmt c_ε in geradem Verhältnis mit der Belastung zu und beläuft sich der Wert des Quotienten $\frac{p}{c_\varepsilon}$ nach Tabelle 24 für dicht gelagerte, trockene Pulver und Sande auf etwa 10 und für locker gelagerten Quarzsand auf etwa 3·5. Für die Tonwürfel gibt p_k den Wert des Innendruckes an und der normale Wert des Quotienten $\frac{p_k}{c_e}$ beträgt nach Tabelle 22 für den Ton I im Mittel 25. Diese, bei allen Bodenarten zu konstatierende Proportionalität zwischen den Werten p und c zeigt an, daß die Geschwindigkeit des Spannungsausgleiches mit zunehmendem Innendruck, d. h. mit der Zunahme der an den Berührungsstellen der Bodenkörner wirksamen Reibungswiderstände abnimmt. Vergleicht man die oben angegebenen Ziffern von $\frac{p_k}{c_e}$ bzw. $\frac{p}{c_\varepsilon}$ miteinander, so erkennt man, daß die größten Umlagerungswiderstände bei gegebenem Innendruck im locker (sperrig) gelagerten Quarzsand $\left(\frac{p}{c_\varepsilon}\doteq 3{\cdot}5\right)$, mittlere Widerstände in trockenen, dicht gelagerten Pulvern $\left(\frac{p}{c_\varepsilon}\doteq 10\right)$ und die geringsten Umlagerungswiderstände im Ton $\left(\frac{p_k}{c_e}\doteq 25\right)$ auftreten.

d) Die Periodizität in den Strukturveränderungen. Setzt man die Oberfläche einer Sandmasse rasch unter Druck und hält dann den Druck konstant, so weicht die Schaulinie für die Beziehung zwischen der Zeit und der Zusammendrückung nach Fig. 19 *a* ein wenig von der theoretischen, durch Gleichung 26 festgelegten strichpunktierten Kurve ab. Die Abweichungen erinnern an die Art, wie

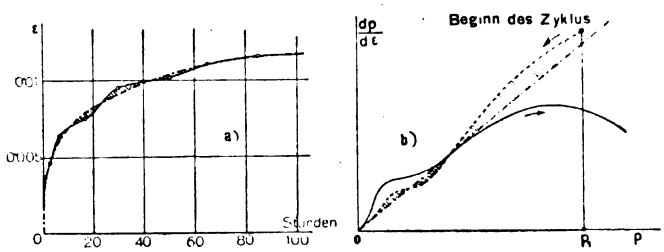


Fig. 19.

sich gedämpfte Schwingungen im Schaubild darstellen. Ähnliche, an gedämpfte Schwingungen gemahnende Abweichungen ergeben sich zwischen der empirisch ermittelten und der durch Formel 23 festgelegten Schaulinie für die Beziehung zwischen dem Druck p und dem Elastizitätsmodul $E_s=-\frac{\Delta p}{\Delta\varepsilon}$ für die Schwellung

des Tones bei verhinderter Seitenausdehnung (Fig. 19 *b*, punktierte Linien). Auch der aktive Erddruck des Sandes gegen eine Stützwand weist während der ersten ein bis zwei Wochen nach erfolgter Hinterfüllung periodische Schwankungen auf, deren Intensität mit der Zeit abnimmt (siehe 26. Abschnitt, *l*). Der Verfasser deutet diese Erscheinungen auf folgende Weise: Die an den Berührungsflächen der Körner auftretenden Reibungswiderstände wirken einer Änderung des Gefüges entgegen. Bei einer stetigen Änderung des Spannungszustandes durch Änderung der Belastung oder durch Ausgleich innerer Reibungsspannungen tritt auch eine gegenseitige Verschiebung der Körner (Feinbewegung des Gefüges) auf, wobei die bei der gegebenen Kornanordnung möglichen Reibungswiderstände allmählich geweckt werden und ihrem Maximalwert entgegenstreben. Sobald dieser Maximalwert erreicht ist, können keine zusätzlichen Widerstände gegen Strukturänderung mehr auftreten; es setzt ein Stadium intensiver Umlagerung ein und die Körner fallen gewissermaßen in stabilere Lagen. Dieses Stadium entspricht den steil abfallenden Strecken der Schaulinien Fig. 19 und führt zu einer etwas modifizierten, den geänderten Spannungsverhältnissen angepaßten Strukturform, welche ihrerseits ebenfalls so lange erhalten bleibt, bis neuerdings sämtliche Reibungswiderstände wach geworden sind.

e) Die Beziehung zwischen den Elastizitätsmoduln E_s und E und die Poissonzahl $\frac{1}{m}$ der losen Massen. Formel 30 besagt, daß der Elastizitätsmodul E für die unter dem Einfluß eines Kapillardruckes p_k stehenden, an seitlicher Ausdehnung nicht behinderten Tonwürfel in geradem Verhältnis mit dem im Ton herrschenden Innendruck zunimmt. Dasselbe gilt auch für den Elastizitätsmodul E_s für Schwellung bei verhinderter seitlicher Ausdehnung. Es ist daher interessant zu erfahren, inwieweit die aus den Elastizitätsziffern E der Tonwürfel Fig. 11 auf theoretischem Weg ermittelbaren Werte von E_s mit den direkt aus dem Verlauf der Schwellkurve, Fig. 14 *a*, Kurve A_1', abgeleiteten Werten übereinstimmen. Die Durchführung der Rechnung erfordert die Kenntnis der Poissonzahl $\frac{1}{m}$ des Materiales. Infolge der bemerkenswerten Übereinstimmung zwischen den Tonwürfeldiagrammen Fig. 11 und den Druckdiagrammen des Betons und der krystallinen Gesteine muß man annehmen, daß die Tone und Sande ebensowohl eine bestimmte Poissonzahl besitzen, wie die festen, körnigen Körper. Nur muß man bei der Berechnung der Poissonzahl aus dem Seitendruck einer pulverförmigen, durch Belastung p_s bei verhinderter Seitenausdehnung verdichteten Masse berücksichtigen, daß eine solche Masse hinsichtlich ihrer elastischen Eigenschaften nicht als homogen betrachtet werden darf.

Schneidet man aus einer durch Belastung bei verhinderter Seitenausdehnung verdichteten Masse ein prismatisches Körperelement heraus, so steht das wagrechte Seitenpaar dieses Elementes unter dem Einfluß eines Einheitsdruckes p_s und jedes der beiden senkrechten Seitenpaare unter einem Druck $h_s = \zeta_0 p_s$. Bringt man auf ein wagrechtes Seitenpaar zusätzliche Drücke auf, während die auf die senkrechten Seitenpaare wirkenden Drücke h_s unverändert bleiben, so beträgt der Elastizitätsmodul E_h infolge der durch Formel 30 ausgedrückten Proportionalität zwischen dem Elastizitätsmodul und den unverändert bleibenden Hauptspannungen

$$E_h = c_k h_s = c_k \zeta_0 p_s.$$

Läßt man hingegen die veränderliche Belastung auf ein senkrechtes Seitenpaar wirken, so beträgt der Elastizitätsmodul E_p angenähert

$$E_p = c_k \frac{p_s + h_s}{2} = c_k \frac{1 + \zeta_0}{2} p_s.$$

Die Poissonzahl $\frac{1}{m}$ ergibt sich aus der Bedingung

$$\frac{h_s}{E_p} = \frac{p_s}{E_h}\, m + \frac{h_s}{E_p}\, m.$$

Hieraus, mit $h_s = \zeta_0\, p_s$ und den oben angegebenen Werten von E_h und E_p

$$\frac{1}{m} = \frac{1 + \zeta_0 + 2\,\zeta_0^2}{2\,\zeta_0^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (33)$$

Für ζ_0 des Sandes lieferten die Versuche des Verfassers den Wert 0·42 (Tabelle 31). Für den Ton I und den Ton IV ergaben sich die Werte $\zeta_0 = 0{\cdot}75$ bzw. 0·70. Führt man diese Werte in Formel 33 ein, so erhält man:

Für Sand $\frac{1}{m} = 5{\cdot}0$ (Cooper-Sandstein 11, Troy-Granit 5·1, Tuckahoe-Marmor 4·52)[133]);

„ Ton I $\frac{1}{m} = 2{\cdot}73$;

„ Ton IV $\frac{1}{m} = 2{\cdot}55$ (Wasser 2·0, Blei 2·24, Silber 2·63).

Die Poissonzahl des Sandes ist demnach von der Größenordnung der Poissonzahl der körnigen Gesteine und die Poissonzahl des Tones von jener der weicheren Metalle.

Der Elastizitätsmodul E_s berechnet sich aus der Bedingung

$$\frac{p_s}{E_s} = \frac{p_s}{E_h} - 2\,\frac{h_s}{E_p}\, m = \frac{p_s}{E_h}\left(1 - 2\,\frac{\zeta_0 E_h}{E_p}\, m\right).$$

Setzt man für E_h und E_p die oben angegebenen Werte ein, so erhält man

$$E_s = c_k\, \frac{\zeta_0\,(1 + \zeta_0)}{1 + \zeta_0 - 4\,\zeta_0^2}\, \frac{1}{m}\, p_s \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (34)$$

Mit den Ziffernwerten von c_k (Formel 30 *a*), ζ_0 und m ergibt sich

für den Ton I $E_s = 42{\cdot}5 \,.\, \frac{0{\cdot}70\,(1 + 0{\cdot}70)}{1 + 0{\cdot}70 - 4\,.\,0{\cdot}70^2\,.\,0{\cdot}366}\, p_s = 57{\cdot}8\, p_s$ gegen $E_s = 52{\cdot}7\, p_s$,

„ den Ton IV $E_s = 15{\cdot}2 \,.\, \frac{0{\cdot}75\,(1 + 0{\cdot}75)}{1 + 0{\cdot}75 - 4\,.\,0{\cdot}75^2\,.\,0{\cdot}392}\, p_s = 22{\cdot}9\, p_s$ gegen $E_s = 22{\cdot}3\, p_s$ nach Formel 23 *a*.

Dieselbe gute Übereinstimmung zwischen den nach zwei voneinander unabhängigen Methoden ermittelten Werten von E_s ergab sich auch für die anderen vom Verfasser untersuchten Bodenarten. Die elastischen Eigenschaften des Materiales sind demnach durch den Verlauf der Schwellkurven (Äste A', Fig. 14) und durch die Ziffer ζ_0 des vom Material bei Belastung mit verhinderter Seitenausdehnung ausgeübten Seitendruckes eindeutig festgelegt. Der reziproke Wert des Koeffizienten A, Formel 23, wurde der Schwellbeiwert genannt, denn er ist ein Maß für die Ausdehnung, welche die Masse bei der Entlastung nach vorhergegangener Zusammendrückung oder bei der Ausschaltung eines Kapillardruckes von gegebener Größe erfährt.

f) Die Beziehungen zwischen dem Innendruck, den inneren Reibungswiderständen und den Festigkeitsziffern. Die reduzierten Hauptäste der Tonwürfel Fig. 11 sind durch die Gleichung 16 gegeben. Führt man in diese Gleichung für E den Wert Formel 30 ein, so erhält man

[133]) American Building Stones, Watertown Arsenal, Report 1894.

$$e = \frac{1}{c_k}\left(\frac{q}{p_k}\right) + \frac{c}{c_k^3}\left(\frac{q}{p_k}\right)^3 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (35)$$

Für negative Werte von q (Zugbeanspruchung) gilt angenähert

$$e' = \frac{1}{c_k}\left(\frac{q}{p_k}\right) + \frac{c}{c_k^3}\left(\frac{q}{p_k - q}\right)^3 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (36)$$

worin q den absoluten Wert der Zugspannung und e' die Dehnung bedeutet.

Die Formeln 24 (Beziehung zwischen der Porenziffer ε und dem Druck p_s), 29 (Beziehung zwischen dem linearen Druck p_s und dem Kapillardruck p_k) und 35

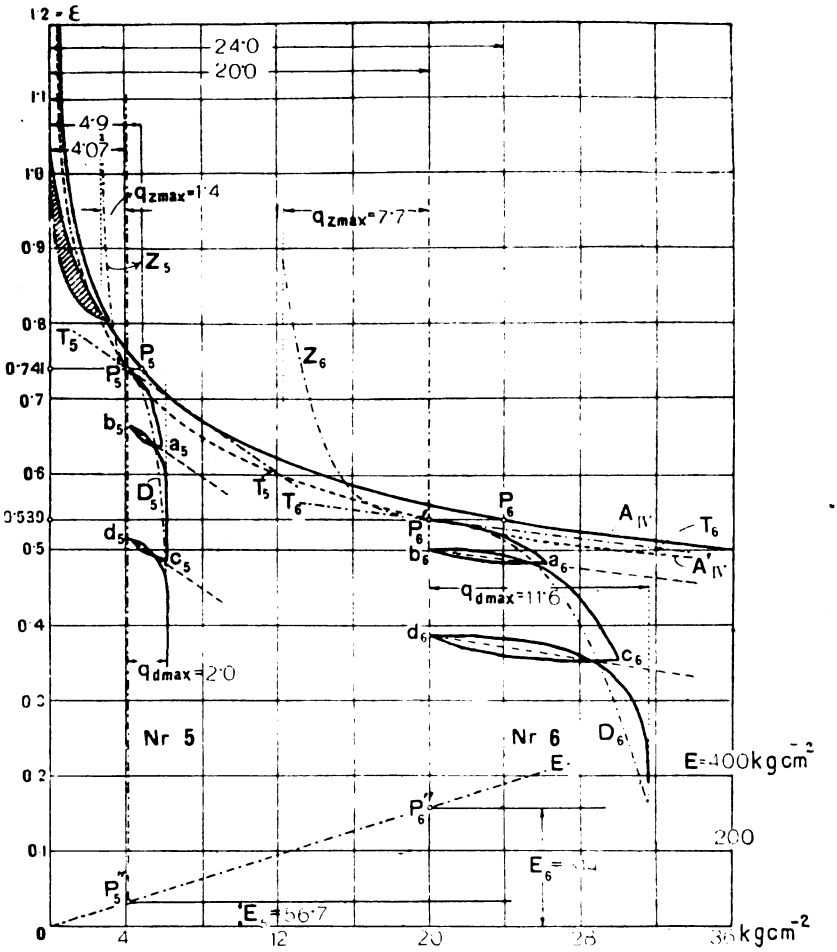


Fig. 20.

(Beziehung zwischen dem Kapillardruck p_k, der Belastung q und der Zusammendrückung e bei unbehinderter Seitenausdehnung), bzw. 36 (Beziehung zwischen dem Kapillardruck p_k, der Zugspannung q und der Dehnung e') geben ein vollständiges Bild von dem Zusammenhang zwischen der Spannung und der zugehörigen Formänderung des Bodens. Dieser Zusammenhang läßt sich auf graphischem Weg übersichtlich wiedergeben. Kurve A_{IV}, Fig. 20, stellt die durch einen Belastungsversuch ermittelte und durch die Gleichung 24 ausdrückbare Beziehung zwischen der Porenziffer ε des Tones IV und der Belastung p_s der Tonoberfläche dar (Verdichtung durch

Belastung unter Wasser bei verhinderter seitlicher Ausdehnung). Unter dem Einfluß eines in jeder Richtung mit gleicher Intensität wirkenden Kapillardruckes p_k würde sich die Abnahme der Porenziffer nach der strichpunktierten Kurve A'_{IV} vollziehen, wobei die Beziehung zwischen p_s und p_k durch die Gleichung 29 festgelegt ist.

Wir nehmen nun an, ein Tonwürfel (Ton IV) schrumpfe durch Austrocknung. Im Laufe des Verdunstungsprozesses nimmt der Kapillardruck p_k stetig zu. Stellt man die weitere Austrocknung bei einem Kapillardruck p_{k1} (Porenziffer ε_1) ein und belastet eine wagrechte Seitenfläche des Würfels durch eine veränderliche Belastung q, so ist der Wert des Elastizitätsmoduls E für die durch q bewirkten Formänderungen konstant. Er hängt lediglich vom Wert p_{k1} ab und beträgt nach Formel 30 und 30 *a*) $E = c_k\, p_{k1} = 15{\cdot}2\, p_{k1}$. Die Beziehung Formel 30 stellt sich im Diagramm Fig. 20 als gerade Linie $0\,E$ dar und die zu verschiedenen Werten von p_k gehörigen Elastizitätsmoduli sind durch die zu p_k gehörigen Ordinaten von $0\,E$ gegeben.

Zwischen der Belastung q und den durch q bewirkten Dehnungen e bzw. e' bestehen die Beziehungen Formel 35 bzw. 36. Ist die zu einem festen Wert p_{k1} des Kapillardruckes gehörige Beziehung zwischen q und e durch ein Diagramm D_1 gegeben, so läßt sich infolge der Beziehungen Formel 35 und 36 das zu jedem anderen festen Wert p_{kn} des Kapillardruckes gehörige Diagramm D_n ermitteln, indem man die Abszissen sowohl des Hauptastes D_1 als auch der Hysteresisschleifen $a\,b$, $c\,d$ usw. im Verhältnis $p_{kn} : p_{k1}$ vergrößert.

Das angegebene Verfahren wurde in Fig. 20 für den Ton IV durchgeführt. Für den Würfel 5, Tabelle 21 (Kapillardruck $p_{k5} = 4{\cdot}07$ *kg* pro *cm*², Porenziffer $\varepsilon_5 = 0{\cdot}741$) lieferte der Belastungsversuch das Diagramm Fig. 20, Nr. 5, Nullpunkt in P'_5. Das aus Nr. 5 nach dem oben angegebenen graphischen Verfahren für den Würfel Nr. 6 (Kapillardruck $p_{k_6} = 20{\cdot}0$ *kg* pro *cm*², $\varepsilon_6 = 0{\cdot}539$) ermittelte Diagramm Nr. 6 (Nullpunkt in P'_6) erwies sich mit dem vom Verfasser für diesen Würfel im Versuchsweg ermittelten Diagramm als nahezu identisch.

Das Volumen eines festen Würfels mit einer Poissonzahl $\frac{1}{m}$ nimmt unter dem Einfluß einer linearen Belastung ab. Das Volumen eines plastischen bleibt hingegen auch in diesem Fall notgedrungen konstant, soferne der Wassergehalt des Materiales für die Dauer des Versuches konstant bleibt. Infolgedessen nimmt mit zunehmenden Werten von q die Intensität der in den beiden anderen Hauptrichtungen wirkenden Hauptspannungen p_k ab, was nach Formel 30 die auf Seite 76 erwähnte, mit der Zunahme der Belastung verbundene Abnahme des Elastizitätsmoduls nach sich zieht.

Im Sand sind die in Fig. 20 durch die Kurve A'_{IV} und durch die Diagramme Nr. 5 und 6 veranschaulichten Zustandsänderungen in der Praxis nur an einem Körperelement denkbar, welches den Druck p_k durch Vermittlung der außerhalb seines Bereiches gelegenen Sandmassen empfängt. An Lehm- und Tonwürfeln wird der Druck p_k durch die vor Überschreitung der Schrumpfgrenze ausschließlich an den Außenflächen der Würfel wirksamen Oberflächenspannung des Wassers ausgeübt. In ganz festen Tonwürfeln greift die Oberflächenspannung im Innern der Würfel, in der nächsten Nachbarschaft der Berührungsstellen der Körner an und in festen Körpern wird der Innendruck p_k durch die im Innern des Körpers von Molekül zu Molekül wirkenden molekularen Nahkräfte erzeugt. In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß F. C. Thompson[134]) auf Grund seiner Versuche mit Metallen zu dem Schluß kam, daß sich chemisch reine Metalle aus Krystallkörnern zusammensetzen, welche durch dünne Häutchen interkrystallinen Zementes voneinander getrennt sind. Für Eisen beläuft sich die Zahl der Körner auf 10 bis 690 pro *cm*. Die Dicke der Zementhäutchen wurde auf experimentellem Weg mit $3{\cdot}7 \cdot 10^{-4}$ *cm* eingeschätzt. Der interkrystalline Zement habe die Eigenschaften einer unterkühlten

[134]) F. C. Thompson, The Elastic Strength of Materials. Faraday Society, Transactions 11, Seite 104—116, Oktober 1915.

Flüssigkeit und sei zugleich der Träger der Festigkeitseigenschaften des Metalles. Bedeuten

n die Zahl der Krystallkörner pro cm,

T die Oberflächenspannung der unterkühlten Flüssigkeit (des Zementes) und

d die Dicke des Zementhäutchens,

so berechne sich die Proportionalitätsgrenze σ_p des Metalles nach der Formel

$$\sigma_p = 1{\cdot}5\,\frac{n\,T}{d}.$$

Sie sei demnach eine Funktion der Oberflächenspannung, ebenso wie der Maximalwert p_k' des Kapillardruckes für Tone nach Abschnitt 14 *a*) durch die Oberflächenspannung des Kapillarwassers bzw. des intergranularen Zwischenmittels festgelegt ist. Die Härte des Materiales sei hingegen durch die Härte der Krystallkörner bestimmt. Falls sich die Richtigkeit der Anschauung Thompsons bestätigt, wäre zwischen der Herkunft des Druckes p_k in groben Sanden und in Metallen ebensowenig eine scharfe Grenze zu ziehen, wie zwischen den kohäsionslosen und den bindigen Böden.

Es ist interessant zu erfahren, wie sich ein aus kohäsionslosem Sand bestehender Würfel verhalten würde, wenn sein Elastizitätsmodul durch entsprechende Wahl des Innendruckes p_k auf den Wert der Elastizitätsziffer des Betons ($E = 200.000\ kg$ pro cm^2) gebracht wird. Nach Tabelle 24 gilt für pulverisierten Quarz $E_s = A\,p_s = 100\,p_s$. Für die Ziffer ζ_0 des Seitendruckes der Ruhe entnimmt man aus Tabelle 41 den Wert 0·42. Nach Formel 34 ist

$$E_s = 100\,p_s = c_k\,\frac{\zeta_0(1+\zeta_0)}{1+\zeta_0-4\,\zeta_0^2\,m}\,p_s = c_k\cdot\frac{0{\cdot}42\,.\,1{\cdot}42}{1{\cdot}42-4\,.\,0{\cdot}42^2\,.\,0{\cdot}2}\,p_s\,,\quad \text{hieraus}\quad c_k = 214.$$

Mit $E = 200.000\ kg$ pro cm^2 ergibt sich für p_k der Wert 1226 kg pro cm^2. Der Wert des Koeffizienten c, Formel 35, beläuft sich für mittelmäßig dicht gelagerten Quarzsand auf etwa 160.000. Die Gleichung des reduzierten Hauptastes 35 lautet demnach für den Sandwürfel

$$e = \frac{1}{214}\cdot\left(\frac{q}{932}\right) + \frac{160000}{214^3}\cdot\left(\frac{q}{932}\right)^3 = 0{\cdot}00466\,.\,\left(\frac{q}{932}\right) + 0{\cdot}0163\,.\,\left(\frac{q}{932}\right)^3$$

Die Bruchfestigkeit des Betons ist von der Größenordnung 300 kg pro cm^2. Führt man in vorstehender Gleichung für q den Wert 300 kg pro cm^2 ein, so geht sie über in

$$e = 0{\cdot}00156 + 0{\cdot}000575.$$

Auf der rechten Seite dieser Gleichung stellt das erste Glied die reversiblen, das zweite Glied die bleibenden Formänderungen dar. Letztere sind im Vergleich zu den reversiblen besonders bei kleinen Werten von q ($< 40\ kg$ pro cm^2) so unbedeutend, daß man sagen kann, der Sandwürfel gehorche bei Belastungen bis zu der Bruchgrenze des Betons viel strenger dem Hookeschen Gesetz als der Beton selbst.

Bei der weitgehenden zwischen den Festigkeitseigenschaften der festen Körper und jenen der Lehme und Tone bestehenden Übereinstimmung, welche sich sogar auf die elastischen Nachwirkungen erstreckt, lag es nahe zu vermuten, daß die durch Formel 23 ausgedrückte Beziehung zwischen dem Elastizitätsmodul für Schwellung bei verhinderter Seitenausdehnung und dem Innendruck auch in der Physik der festen Körper ein Gegenstück habe. Diese Vermutung wird durch die in Tabelle 25 mitgeteilten Ziffern bestätigt. In dieser Tabelle bedeuten:

p_0 den molekularen Innendruck verschiedener Metalle in kg pro cm^2, nach Traube,

E den Elastizitätsmodul dieser Metalle für Zusammendrückung bei unbehinderter Seitenausdehnung,

$\frac{1}{m}$ die Poissonzahl der Metalle und

E_v die Elastizitätsmoduli für Zusammendrückung bei verhinderter seitlicher Ausdehnung.

Nach Tabelle 25 schwankt der Wert des Quotienten $c_v = \frac{E_v}{p_0}$ zwischen den engen Grenzen von 8·00 und 11·30, trotzdem es sich um Metalle mit verschiedener Raumgitterstruktur handelt.

Tabelle 25.[135])

Material	p_0 kg cm^{-2}	E kg cm^{-2}	$\frac{1}{m}$	E_v kg cm^{-2}	$c_v = \frac{E_v}{p_0}$	Anmerkung
Blei . .	50.831	162.000	2·23	576.000	11·30	Rein, gegossen.
Zinn . .	72.150	543.000	3·02	815.000	11·30	Rein, gegossen.
Silber .	159.795	790.000	2·53	1,470.000	9·20	Rein, bearbeitet.
Kupfer .	233.031	1,230.000	2·96	1,870.000	8·00	Rein, bearbeitet.
Eisen . .	319.689	2,130.000	3·57	2,730.000	8·53	Mit 0·1% C, bearbeitet.
Nickel .	320.380	2.020.000	3·23	2,780.000	8·68	97% Ni, 1·4% Co, 1% Mn, bearbeitet.

Der Modul E_v stellt den Elastizitätsmodul eines an seitlicher Ausdehnung verhinderten Körperelementes einer beliebigen Masse dar, welche vor Aufbringung der Zusatzbelastungen unter dem Einfluß eines in allen Richtungen mit gleicher Intensität wirkenden Druckes, des molekularen Innendruckes p_0, stand. Zwischen E_v und E herrscht die bekannte Beziehung

$$E_v = \frac{1-m}{1-m-2m^2} E.$$

Im Boden spielt der Kapillardruck p_k dieselbe Rolle wie der molekulare Innendruck p_0 im festen Körper. Führt man in obiger Gleichung für E den Wert Formel 30 ein, so erhält man

$$E_v = \frac{1-m}{1-m-2m^2} c_k\, p_k = c_v\, p_k \quad \ldots\ldots\ldots (37)$$

worin $c_v = \frac{1-m}{1-m-2m^2} c_k$ eine vom Material abhängige Konstante bedeutet. Es gilt demnach für Körper im allgemeinen die Beziehung

$$E_v = c_v\, p \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (38)$$

worin p den mittleren, konstant gedachten, im Körper senkrecht zur Richtung der veränderlichen Belastung wirksamen Innendruck bedeutet, gleichgültig aus welcher Quelle dieser Druck stammt.

In Tabelle 26 finden sich einige Ziffernwerte von c_v. Dieselbe Tabelle enthält die vom Verfasser bestimmten Werte f_1 der Ziffer des inneren Gleitwiderstandes der aufgezählten Materialien, sowie die Werte der Quotienten $c_d = \frac{q_{d\,\max}}{p_0}$ aus der Druckfestigkeit ($q_{d\,\max}$ in Fig. 20, Nr. 5 und 6, sowie in Tabelle 21) und dem Innendruck. Vergleicht man die Werte von c_v und c_d mit jenen von f_1, so erkennt man, daß beide mit abnehmenden Werten der Ziffer des inneren Reibungswiderstandes offensichtlich abnehmen. Die Stellung der Metalle im System Tabelle 26 läßt demnach vermuten, daß die Ziffer der inneren Reibung der Metalle sogar im Vergleich zu jener der fetten Tone sehr klein sein muß.

---

[135]) Die Werte von p_0 nach Traube, mitgeteilt in F. C. Thompson, The Elastic Strength of Metals, Transactions of the Faraday Society, Vol. XI, 1915, Part. 1. Die Werte von E und m aus G. W. C. Kaye und T. H. Laby, Physical and Chemical Constants, 3d edition 1919. Sie gelten für 18° C.

Tabelle 26.[136])

Material	f_1	$c_v = \frac{E_v}{p_k}$	$c_d = \frac{q_{d\,max}}{p_k}$
Sand	0·662—1·376	238—419	6·67—16·70
Lehm I	0·40—0·47	73·1	0·37—1·24
Ton IV	0·25—0·30	30·7	0·25—0·68
Metalle der Tabelle 25	?	8·00—11·30	0·002—0·02

Die Druckfestigkeit der festen Körper beläuft sich nach Tabelle 26 höchstens auf 2% des molekularen Innendruckes. Bei Belastungen von $q < 0{\cdot}02\,p_0$ gehorchen die losen Massen ebenso streng dem Hookeschen Gesetz wie die festen Körper. Der praktisch wichtigste Unterschied zwischen den festen Körpern und den verschiedenen Bodenarten liegt demnach in dem Umstand, daß die Druckfestigkeit der festen Körper im Vergleich zum Innendruck wesentlich kleiner ist als jene der Böden, weswegen die Festigkeitseigenschaften der festen, dem Hookeschen Gesetz gehorchenden Körper als ein besonders einfacher Sonderfall der in Fig. 20 graphisch dargestellten Festigkeitseigenschaften der kohäsionslosen Massen aufgefaßt werden können.

[136]) Der Wert c_v hängt bei den Sanden von der Kornbeschaffenheit und der Wert c_d obendrein von der Struktur des Sandes ab. Die Werte c_d wurden für den Sand nicht aus den Werten f_1 des inneren Gleitwiderstandes, sondern aus den Maximalwerten $f_{II} = \operatorname{tg} \varphi_{II}$ der inneren Reibung (Tabelle 33) bestimmt. Bei der Berechnung der Werte c_d für die Tone I und IV mußte die Herabminderung berücksichtigt werden, welche der Kapillardruck während der Belastungssteigerung erfährt (Siehe S. 107). Das Maß der Herabminderung ist durch das Verhältnis zwischen dem Minimal- und dem Maximalwert des Elastizitätsmoduls E (Tabelle 21) gegeben.

IV. Hauptstück.

Die hydrodynamischen Spannungserscheinungen.

Als hydrodynamische Spannungserscheinungen bezeichnet der Verfasser die Spannungen, welche im wasserdurchtränkten, luftfreien Boden durch die bei Druckänderungen auftretenden Porenwasserströmungen hervorgerufen werden. Falls die Poren eines Bodens vollkommen mit Wasser ausgefüllt sind, erzeugt eine Änderung des im Boden herrschenden Druckes nach Abschnitt 12 im Bereich der Druckänderung eine Änderung des Wassergehaltes. Nachdem die Änderung des Wassergehaltes ein Zu- oder Abströmen von Wasser bedingt und die Strömung des Wassers bei geringer Durchlässigkeit des durchströmten Materiales eines bedeutenden Gefälles bedarf, äußert sich die Wirkung einer in feinkörnigem, wasserdurchtränktem Boden durch eine Außenkraft hervorgerufenen Druckänderung zunächst im Auftreten namhafter örtlicher Differenzen in dem im Porenwasser herrschenden hydrostatischen Druck. Diese Druckdifferenzen gleichen sich je nach dem Grad der Durchlässigkeit des Materiales erst im Laufe längerer oder kürzerer Zeiträume aus. Während der Dauer des Spannungsausgleiches wird ein Teil des von außen her auf den Boden wirkenden Druckes nicht durch die Spannungen in der festen Phase, sondern durch den vom entweichenden Porenwasser auf die Elemente der festen Phase, die Bodenkörner, ausgeübten Strömungsdruck aufgenommen. Durch diesen Umstand unterscheiden sich die im wasserdurchtränkten Boden durch eine Kraftwirkung hervorgerufenen Zustandsänderungen grundsätzlich von ähnlich gearteten Änderungen im Zustande der festen Körper oder von Böden mit lufterfüllten Poren. Nachdem die Poren der meisten auf natürlicher Lagerstätte befindlichen Lehme und Tone unterhalb der gekrümelten Deckschicht vollkommen mit Wasser ausgefüllt sind, kann die Statik dieser Bodenarten ohne vorhergegangene Erörterung der hydrodynamischen Spannungserscheinungen gar nicht behandelt werden. Die erdbaumechanische Bedeutung des Strömungsdruckes wurde bisher kaum beachtet und lag zu einer mathematischen Behandlung der einschlägigen Probleme nicht einmal ein Ansatz vor.

16. Abschnitt.

Die Durchlässigkeit der Böden.

Der Grad der Durchlässigkeit einer Bodenart wird in der Hydraulik in bekannter Weise durch die Durchlässigkeitsziffer k ausgedrückt. Diese Ziffer gibt die Höhe der Wassersäule an, welche bei einem Gefälle von $i = 1$ pro Zeiteinheit durch einen senkrecht zur Strömungsrichtung gelegenen Querschnitt der durchströmten Masse hindurchtritt. Bedeuten

k die Durchlässigkeitsziffer,

i das Gefälle,

F den Flächeninhalt eines senkrecht zur Strömungsrichtung gelegenen Querschnittes (Niveaufläche) und

Q die Wassermenge, welche diesen Querschnitt pro Zeiteinheit durchströmt, so beläuft sich die Wassermenge Q nach dem Gesetz von Darcy auf

$$Q = k\,i\,F \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (39)$$

Das Gesetz von Darcy gilt nur dann, wenn es in den Poren der durchströmten Masse zu keiner turbulenten Strömung kommt. In den Poren der mittel- und feinkörnigen Sande sowie der feineren Pulver treten bei mäßigen Gefällen keine turbulenten Wasserbewegungen auf. Die strenge Gültigkeit des Gesetzes von Darcy wurde allerdings auch für diese Materialien bestritten, doch kommen die verhältnismäßig geringfügigen Abweichungen, um die es sich hiebei handelt, für unsere Zwecke nicht in Betracht.

a) Experimentelle Bestimmung der Durchlässigkeitsziffer des Sandes. Sie beruht auf der Messung der Wassermenge, welche bei gegebener Druckhöhe durch eine Sandschicht von gegebener Dicke hindurchfiltert. Bei der Durchführung der Versuche hat man in erster Linie dafür zu sorgen, daß sowohl die Rohrleitungen und sonstigen Hohlräume des Apparates als auch die Poren des Sandes luftfrei seien. Andernfalls kann sich nach Forchheimer[137]) „die Durchlässigkeit in den ersten Stunden verdoppeln, wenn es so lange braucht, bis alle Luft durch Lösung aus den Poren entfernt ist". Um die Erfüllung dieser Bedingung möglichst einfach zu gestalten, benützt der Verfasser bei der Durchführung seiner Durchlässigkeitsbestimmungen nicht wie dies zumeist geschieht, einen kastenförmigen, sondern einen zylindrischen Apparat und sendet das Wasser nicht in wagrechter, sondern in lotrechter Richtung durch den Sand. Letzterer ruht innerhalb eines Metallzylinders von 13 *cm* Durchmesser auf einem wagrechten, engmaschigen Messingnetz. Vor Einbringung des Sandes läßt man das Wasser in dem Zylinder von unten nach oben bis zu einer Höhe von 0·5 *cm* über das Netz ansteigen und saugt die am Netz hängenden Luftblasen mit einem Tropfenzähler ab. Während des Versuches wird die Sandschicht in der Richtung von oben nach unten durchströmt. Der obere Rand des Zylinders dient in seiner ganzen Länge als Überlauf und das Gefälle wird durch Drosselung der im Zylinderboden unterhalb des Messingnetzes angebrachten Abflußöffnung reguliert. Die Ablesung der Druckhöhe erfolgt an einem Standglas, das mit dem zwischen Netz und Zylinderboden befindlichen, 7 *cm* hohen Raum kommuniziert. Das Gefälle ist durch den Quotienten aus der Druckhöhe und der Dicke der Sandschicht gegeben. Um die Beobachtungsfehler auszugleichen, bestimmt man die Durchflußmenge für verschiedene Druckhöhen und berechnet die Durchlässigkeitsziffer aus dem Neigungswinkel der Geraden, welche im Graphikon die Beziehung zwischen der Druckhöhe und der Durchflußmenge darstellt.

Notiert werden, nebst der Druckhöhe und der Dicke der durchströmten Sandschicht, die Temperatur des Wassers, die Art der Einbringung des Sandes, das Porenvolumen desselben, das spezifische Gewicht der Körner (mit dem Pyknometer zu bestimmen), die Verdichtungsfähigkeit (Formel 4), die relative Dichte (Formel 5) und das Ergebnis einer Siebanalyse. Aus Tabelle 27, Nr. 1, geht hervor, in welch hohem Maß der Wert der Durchlässigkeitsziffer von der Porenziffer ε abhängt. Abweichungen vom Gesetz von Darcy, Formel 39, konnten bei den Versuchen mit Mo, feinkörnigen und mittelkörnigen Sanden nicht konstatiert werden, d. h. die Beziehung zwischen Druckhöhe und Durchflußmenge stellte sich im Graphikon ausnahmslos als gerade Linie dar.

b) Direkte Methode zur Bestimmung der Durchlässigkeitsziffer bindiger Bodenarten. Bei der von den nordamerikanischen Ingenieuren angewendeten Versuchsmethode (Prüfung der Dammbaumaterialien für den Lahontan-Damm[138]),

[137]) Hydraulik. S. 424.

[138]) Mündliche Mitteilungen des mit der Materialprüfung betrauten Chemikers Mr. R. R. Coghlan.

Tabelle 27.

Nummer	Material	1 Wirksamer Korndurchmesser d_w in cm	2 Ungleichförmigkeitsgrad U	3 Porenziffer e	4 e_o	5 e_{min}	6 Verdichtungsfähigkeit F	7 Relative Dichte D	8 Durchlässigkeitsziffer k in $cm\ sec^{-1}$ bei 10° C	9 k_{red}	10 $\frac{k_{red}}{d_w^2}$	11 $\frac{C}{\eta_o}$
1	Strandsand, Fig. 1 *d*	0·0116	1·64	0·982 0·757 0·634	0·982	0·634	0·550	0·00 0·646 1·00	0·0216 0·0118 0·0089	0·0219 0·0195 0·0205[139])	163 145 152	750 663 700[139])
2	Dünensand, Fig. 1 *c* u. Fig. 2 *c*	0·0186	1·18	0·547	0·850	0·512	0·660	0·897	0·0185	0·0602	174	800
3	Heller Flußsand mit vorwiegend eckigen Körnern (Quarz, Kalk und verwitterter Feldspat). Gesiebt.	0·022	2·04	0·753	1·047	0·753	0·390	1·00	0·041	0·068	140	646
4	Wie 3)	0·028	2·50	0·697	0·952	0·697	0·365	1·00	0·061	0·118	151	696
5	Wie 3)	0·064	1·40	0·785	0·855	0·743	0·151	0·624	0·266	0·408	100	460
6	Etwas lehmiger Flußsand mit vorwiegend eckigen Körnern	0·013	5·84	0·537	0·840	0·504	0·663	0·902	0·0022	0·0075	44·3	203

[139]) Die Abweichungen zwischen den aus verschiedenen Werten von k berechneten Wert von k_{red} und $\frac{C}{\eta_o}$ sind ein Maß für den Grad der Ungenauigkeit der Formel 43.

Cold-Springs-Damm[140]), Palouse-Projekt usw.) wurde das Material in einen zylindrischen Behälter eingestampft. Die Höhe der gestampften Bodenschichte belief sich auf 100 *cm* und das durchsickernde Wasser wurde durch einen unterhalb der Bodenschicht befindlichen Filter nach dem Abflußrohr geleitet. Ein solches Verfahren wäre bei der Untersuchung von Sanden ohneweiters anwendbar. Bei bindigen Böden kann es jedoch unmöglich brauchbare Ergebnisse liefern, denn das Porenvolumen der bindigen Böden und mit ihm die Durchlässigkeitsziffer hängt nach Fig. 14 in hohem Maß von der Belastungsvorgeschichte und von der Belastung ab. Stampft man, wie dies bei den amerikanischen Versuchen geschehen ist, das zu prüfende Material in ein zylindrisches Gefäß und läßt Wasser hindurchtreten, ohne die Masse an der Ausdehnung nach obenhin zu verhindern, so schwillt sie, verspannt sich zwischen den Gefäßwänden und kann sogar rissig werden. Die Messungsergebnisse sind wertlos, weil weder die Konsistenzform der Bodenprobe, noch die Druckverhältnisse bekannt sind, welche im durchströmten Boden herrschten. Obendrein wurden die Ergebnisse der Methode erwiesenermaßen durch die Bildung von Filterhäuten beeinflußt.

Um die aufgezählten Mängel des amerikanischen Verfahrens zu beheben und die Beziehung zwischen der Durchlässigkeitsziffer und dem Porenvolumen einwandfrei feststellen zu können, konstruierte der Verfasser den in Fig. 21 dargestellten Apparat, in welchem die Bodenschicht während des Versuches unter konstantem Druck steht. Die einzelnen Konstruktionsteile des Apparates wurden derart ausgestaltet, daß man die Luft im Laufe der Beschickung mühelos aus den vom Wasser zu durchströmenden Hohlräumen verdrängen kann. *C* (Fig. 21) ist ein Bronzegefäß, das bei C_1 eine vorspringende Kante besitzt. Auf dieser Kante ruht die mit zahlreichen Bohrungen versehene und mit einem Messingsieb von 0·3 *mm* Maschenweite überzogene Bronzeplatte S_1. Man füllt das Gefäß *C* bis zur Höhe der Kante C_2 mit Wasser, setzt die Platte S_1 ein, saugt mit einem Tropfenzähler die am Messingnetz haftenden Luftblasen ab, füllt den oberhalb der Platte befindlichen Raum bis zur Höhe der Kante C_2 mit reinem, mittelkörnigem Quarzsand ($d = 0{\cdot}5$ *mm*) und bedeckt dann die kreisförmige Fläche $C_3 C_2$ unter Wasser mit einer Filtrierpapierscheibe, wobei man darauf zu achten hat, daß kein Sandkorn auf die kreisringförmige Fläche $C_2 C_3$ gelangt. Mittlerweile wurde in den Bronzering *R* eine 2 *cm* dicke Lage des zu prüfenden Materials in weichplastischem, möglichst luftfreiem Zustand eingebracht. Nun nimmt man den mit Ton beschickten Ring *R* und setzt ihn mit leichter Neigung derart auf die mit Wasser bedeckte Kreisringfläche $C_2 C_3$ auf, daß die Luft beim Niederlassen des Ringes seitwärts entweichen kann. Nach erfolgter Aufbringung des Gummidichtungsringes *G* und des Bronzeringes *F* verschraubt man *F* mit dem Flansch des Gefäßes *C*. Sodann benetzt man die freie Oberfläche der Bodenlage mit Wasser und deckt sie mit einem durch Filtrierpapier von ihr

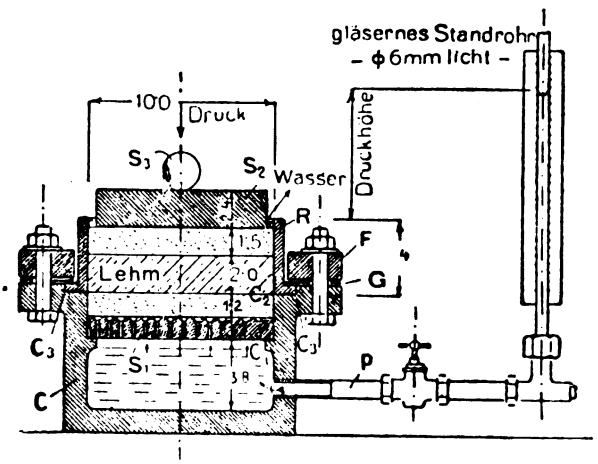


Fig. 21.

[140]) D. C. Henny und E. G. Hopson, U. St. Recl. Serv., Experiments on material for Cold Springs Dam, Umatilla Irr. Proj., Oregon. Eng. News, 1907, I., und T. A. Noble, North Yakima, Experiments on Cold Springs Dam and for a projected dam, which was abandoned. Ebenda.

getrennten, 1·5 *cm* dicken Quarzsandfilter (0·5 *mm* Korndurchmesser) in ähnlicher Weise ab, wie dies in Fig. 13 *c* und *d* dargestellt ist. Auf den Sand kommt die kreisrunde Bronzeplatte S_2 und auf diese, in einer seichten Rinne gelagert, die Stahlkugel S_3, welche ihrerseits durch einen auf Schneiden gelagerten Hebel belastet wird.

Der zwischen der Platte S_1 und dem Zylinderboden befindliche Raum kommuniziert durch die Rohrleitung *p* mit einem 100 *cm* hohen Standglas mit einem Durchmesser von 0·6 *cm*. Nach erfolgter Aufbringung der Belastung wird das Standglas mit Wasser gefüllt. Dadurch kommt die Unterseite der Bodenlage unter einen Druck von rund 0·1 Atmosphären und das Wasser filtert mit einem Gefälle von etwa $i = 50$ durch das Material. In dem engen, ringförmigen Raum zwischen dem Ring *R* und der Platte S_2 verdunstet in der Regel mehr Wasser, als durch die Bodenschicht nachströmt. Man muß daher den Wasserspiegel in dieser Rinne durch gelegentliches Nachfüllen auf der Höhe des oberen Randes des Ringes erhalten. Das Wasser sinkt in dem Standglas mit abnehmender Geschwindigkeit. Man liest den Wasserstand dreimal täglich ab und berechnet die Durchlässigkeitsziffer aus der Druckhöhe und der zugehörigen Sinkgeschwindigkeit.

Verfasser läßt stets drei mit Tonteig von derselben ursprünglichen Konsistenz beschickte Apparate zugleich arbeiten. Der Druck, unter welchem der Ton in diesen Apparaten steht, beläuft sich auf 60 *kg* (0·75 *kg* pro cm²) bezw. 125 und 190 *kg* (1·6 und 2·4 *kg* pro *cm*²). Bei einem halbwegs tonreichen Boden dauert es in der Regel vier bis sechs Wochen, bis der Inhalt des Standglases durch den Teig hindurchgeflossen ist. Nach jeder Ablesung des Wasserstandes wird auch die Temperatur des unterhalb der Bodenschicht stehenden Wassers gemessen und notiert. Das Thermometer befindet sich in einem 1·5 *cm* weiten, durch Stöpsel abgeschlossenen und allseitig vom Wasser umgebenen Messingrohr, welches das Gefäß *C* unterhalb der Einsatzplatte S_1 wagrecht durchsetzt. Nachdem bereits geringe Temperaturdifferenzen bedeutendere Schwankungen des Wasserstandes im Standglas hervorbringen, müssen die Apparate in einem Raum mit möglichst konstanter Temperatur (am besten in einem Keller) aufgestellt werden. Zugleich mit den drei Apparaten arbeitet noch ein vierter, in welchem das Wasser in absteigender Richtung durch eine Bodenschicht filtert, deren Wassergehalt der Fließgrenze (oberen Plastizitätsgrenze, Tabelle 7) entspricht. Nachdem der Ton in flüssig-plastischem Zustand fast gar nicht schwillt, wird die Bodenprobe in diesem Apparat nicht belastet. Im übrigen ist der Apparat nach demselben Prinzip konstruiert wie der Apparat Fig. 21. Nur ist die Unterseite des Ringes *R* durch ein Messingnetz abgeschlossen und auf den oberen Rand des Ringes wird ein Deckel aufgeschraubt, welcher ein Standglas mit 0·6 *cm* Durchmesser trägt.

Nach beendigtem Versuch entnimmt man jedem Apparat eine Bodenprobe und bestimmt deren Wassergehalt durch fünfstündiges Trocknen bei 100° C.

Wie bereits erwähnt, wurde die Brauchbarkeit der Ergebnisse der amerikanischen Versuchsmethode bezweifelt, weil diese Ergebnisse durch die Bildung einer Filterhaut beeinflußt wurden. Bei der vom Verfasser angegebenen Versuchsanordnung unterbleibt die Bildung einer Filterhaut. Dies wurde durch Parallelversuche mit je zwei Bodenschichten von gleicher Beschaffenheit dargetan, von denen die eine dreimal so dick war, als die andere. Falls die Durchlässigkeit der untersuchten Bodenschichten durch die Anwesenheit einer Filterhaut beeinträchtigt worden wäre, so hätte die dünnere Bodenschicht eine wesentlich kleinere Durchlässigkeitsziffer aufweisen müssen, als die dickere, denn man kann unmöglich annehmen, daß die Durchlässigkeit der Filterhaut eine Funktion der Schichtendicke sei. Die Durchlässigkeitsziffern der beiden Bodenschichten erwiesen sich jedoch als nahezu identisch. Bei einem Versuch mit flüssig-plastischem Ton (Wassergehalt = Fließgrenze) wurde der Filtrierprozeß nach vorhergegangenem Abkratzen der obersten Bodenschicht wiederholt; das Versuchsergebnis wurde auch hiedurch nicht beeinflußt.

Die Brauchbarkeit des Verfahrens wird endlich durch die Tatsache dargetan, daß die mit seiner Hilfe bestimmten Durchlässigkeitsziffern sehr gut mit den Ziffern über-

einstimmen, welche von der indirekten Methode (Absatz *c*) geliefert wurden. (Siehe z. B. das Punktpaar 4 — *a* in Fig. 22 *b*). Die mit Hilfe der direkten Methode ermittelten Punkte sind im Porenziffer-Durchlässigkeitszifferdiagramm Fig. 22 mit den Ziffern 1 bis 12 bezeichnet.

c) Indirekte Methode zur Bestimmung der Durchlässigkeitsziffer bindiger Böden[141]). Die vom Verfasser mit Hilfe der direkten Methode ermittelten Ziffern ließen erkennen, daß die Durchlässigkeitsziffer der bindigen Böden mit der Porenziffer viel rascher abnimmt als jene der Sande und daß sie an der Plastizitätsgrenze nahezu auf den Wert Null herabsinkt. Die kleinste, mit Hilfe der direkten Methode bestimmte Durchlässigkeitsziffer betrug $1{\cdot}65 \cdot 10^{-7}$ *cm* min^{-1} oder 0·0866 *cm* pro Jahr. Nun beweist jedoch die Erscheinung des Schrumpfens halbfester Tone, daß der Ton auch jenseits der Plastizitätsgrenze durchlässig ist. Um die absoluten Werte der Durchlässigkeitsziffern für die halbfeste Konsistenzform der bindigen Böden zu ermitteln und um obendrein zu erfahren, ob das Gesetz von Darcy auch für den Fall der Strömung durch halbfeste Böden gilt, wurde folgende Betrachtung angestellt: Erhöht man den auf die Oberfläche einer Bodenschicht wirkenden Druck, so erfährt seine Porenziffer nach Fig. 14 eine Verminderung und ein Teil des Porenwassers entweicht. Falls die zwischen dem Druck und der Porenziffer herrschende Beziehung auf experimentellem Weg festgestellt und der zeitliche Verlauf des Verdichtungsvorganges beobachtet worden ist, kann man die Durchlässigkeitsziffer für jede Porenziffer aus den Beobachtungsergebnissen mit Hilfe der im 21. Abschnitt *b* abgeleiteten Formeln berechnen.

Nachdem der Verfasser über keine Maschine verfügt, welche den Druck konstant erhält, wählte er ein anderes, etwas umständlicheres Verfahren, das jedoch ebenfalls zum Ziel führte. Auch dieses Verfahren beruht auf der Tatsache, daß die Geschwindigkeit des Spannungsausgleiches im Ton von der Durchlässigkeitsziffer des Tones abhängt (21. Abschnitt *c*). Die mit seiner Hilfe ermittelten Punkte des Porenziffer-Durchlässigkeitszifferdiagrammes sind in Fig. 22 *a* und *b* mit den Buchstaben *a* bis *e* bezeichnet.

Bei den indirekten Methoden liegt die Bildung einer Filterhaut nicht im Bereich der Möglichkeit, weil das strömende Wasser von vorneherein im Versuchsmaterial enthalten ist. Als störende Faktoren kommen bloß die bei der Berechnung der Durchlässigkeitsziffern (21. Abschnitt *b* und *c*) nicht berücksichtigten unausgeglichenen Reibungsspannungen (12. Abschnitt *d*) in Betracht, weil diese Spannungen immerhin einen gewissen Einfluß auf die im Boden herrschenden Druckverhältnisse ausüben. Nachdem jedoch der Ausgleich der hydrodynamischen Spannungen wesentlich langsamer vor sich geht als der Ausgleich der Reibungsspannungen, glaubt der Verfasser den Einfluß der letzteren vernachlässigen zu können.

Zwecks Vornahme der Versuche wurde der lufttrockene Boden pulverisiert, durch ein Sieb mit 0·6 *mm* Maschenweite passiert, unter allmähligem Wasserzusatz in einer Porzellanschale zerquetscht und mit einem Spatel zu Teig verarbeitet. Ein derart hergestellter Teig ist zweifellos nicht ganz luftfrei. Nachdem jedoch das Wasser bei der Anwendung der direkten Methode mehr als zwei Monate lang unter Druck durch den Teig filterte, kann man wohl annehmen, daß die in ihm enthaltene Luft vom Wasser in Lösung entführt worden ist. Übrigens ließe sich die Abwesenheit von Luftbläschen auch dadurch sicherstellen, daß man entweder den Apparat mit bergfeuchten Bodenproben beschickt oder den Versuch mit dem aus einer abgekochten Suspension abgesetzten Schlamm vornimmt.

Die technischen Einzelheiten der indirekten Methoden werden im 21. Abschnitt *b* und *c* im Zusammenhang mit der Theorie dieser Methoden mitgeteilt.

---

[141]) Terzaghi, Die Berechnung der Durchlässigkeitsziffer der Tone aus dem Verlauf der hydrodynamischen Spannungserscheinungen. Sitzungsberichte der Wiener Akademie der Wissenschaften. Math.-naturw. Klasse, Abt. IIa, 1923.

d) Die Berechnung der Durchlässigkeitsziffer aus der Korngröße und dem Porenvolumen. Von den zahlreichen Formeln, welche den Einfluß des Porenvolumens bezw. der relativen Dichte auf die Durchlässigkeitsziffer k nicht berücksichtigen, sei die Formel von Allen Hazen[142]) als typisches Beispiel angeführt. Nach Allen Hazen beläuft sich die Durchlässigkeitsziffer der reinen Filtersande bei lockerster Lagerung (relative Dichte $D = 0$) und bei einer Temperatur von 10° C auf

$$k = 116\, d_w^2\ cm\ sec^{-1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (40)$$

d_w bezeichnet den wirksamen Korndurchmesser in Zentimetern. Sein Wert ist durch die Bedingung festgelegt, daß sich das Gesamtgewicht aller Körner mit Durchmessern von $d < d_w$ auf 10% des gesamten Sandgewichtes beläuft. Bei gleichmäßigem Korn kann k nach A. Hazen Werte bis zu $150\, d_w^2$ annehmen und geht bei gemischtkörnigen Sanden bis auf $60\, d_w^2$ herunter. Zur Bemessung des Grades der Gleichförmigkeit bestimmt A. Hazen den Korndurchmesser d_w', welcher den Sand in 60% feinere und 40% gröbere Bestandteile sondert und nennt die Verhältniszahl $\frac{d_w'}{d_w}$ den Ungleichförmigkeitsgrad (Uniformity Coefficient). In Fig. 1 sind die geometrischen Orte aller Punkte der Verteilungskurven, welche den Korndurchmesser d_w bezw. d_w' angeben (wagrechte Linien mit den Ordinaten 10% bezw. 60%) strichliert hervorgehoben. Die Differenz zwischen den Abszissen der Punkte, welche auf den Verteilungskurven den Durchmessern d_w und d_w' entsprechen, wächst nach Formel 2 in geradem Verhältnis mit dem Logarithmus des Ungleichförmigkeitsgrades $\frac{d_w'}{d_w}$. Die Steilheit der Verteilungskurven ist daher ein Maß für die Gleichförmigkeit des Materiales. Bodenarten, deren Verteilungskurven angenähert parallel zueinander verlaufen, haben auch dann denselben Ungleichförmigkeitsgrad, wenn ihre wirksamen Korndurchmesser verschieden sind.

Die Formeln von A. Hazen gestatten lediglich die Einschätzung der Durchlässigkeitsziffer äußerst locker gelagerter Sande. Für die mathematische Behandlung der hydrodynamischen Spannungserscheinungen ist es jedoch unerläßlich, die Beziehung kennen zu lernen, welche zwischen der Durchlässigkeitsziffer und der Porenziffer gegebener Materialien besteht. Diese Beziehung wurde zum erstenmal von Prof. Slichter[143]) theoretisch untersucht. Die theoretische Ableitung des Filtergesetzes beschränkt sich unvermeidlicherweise auf die Berechnung der Durchlässigkeitsziffer einer aus gleich großen Kugeln gesetzmäßig aufgebauten Kugelmasse und ergibt sich dabei von vorneherein die Schwierigkeit, daß verschieden aufgebaute Kugelmassen gleiches Porenvolumen aufweisen können. Nichtsdestoweniger liefern die Ergebnisse solcher Untersuchungen eine wertvolle Grundlage für die Beurteilung der wichtigen, zwischen Durchlässigkeitsziffer und Porenziffer bestehenden Beziehung.

Slichter denkt sich die Kugeln derart angeordnet, daß die Mittelpunkte von je acht Kugeln die Ecken eines Rhomboeders bilden. Der spitze Winkel einer jeden Seitenfläche des Rhomboeders heiße α. Das Porenvolumen n der Masse berechnet sich mit

$$n = 1 - \frac{\pi}{6\,(1 - \cos\alpha)\,\sqrt{1 + 2\cos\alpha}}$$

Bei $\alpha = 90°$ berührt sich jede Kugel nur mit sechs ihrer Nachbarn und das Porenvolumen n ist ein Maximum (47·6%). Bei $\alpha = 60°$ beläuft sich die Zahl der Berührungspunkte pro Kugel auf zwölf und das Porenvolumen ist ein Minimum (26%). Die Wasserwege sind etwas gekrümmt. Der Querschnitt derselben ist dreieckig und sein Flächeninhalt ändert sich von Punkt zu Punkt. Bedeuten

---

[142]) A. Hazen, 24th Annual Report of the State Board of Health of Massachussets for 1892 und A. Hazen, The Filtration of Public Water Supplies, New York 1895.

[143]) Slichter, Annual Report of the United States Geological Survey 19² (1899) p. 311.

h die Höhe der Rhomboeder und

h' die schräge Entfernung der im Mittelpunkt der unteren, bezw. oberen wagrechten Seitenfläche des Rhomboeders gelegenen Schlauchenden, so ist

$$h' = h \frac{1 + \cos \alpha}{\sin \alpha \sqrt{1 + 2 \cos \alpha}}$$

und die Länge des gekrümmten Wasserweges beläuft sich auf etwa $1{\cdot}042\, h'$. Ist F der engste Querschnitt der Wasserbahnen, so beträgt der Flächeninhalt des mittleren Schlauchquerschnittes etwa $1{\cdot}43\, F$. Slichter vereinfacht nun das Problem, indem er den dreieckigen Porenquerschnitt durch einen äquivalenten kreisrunden und die gekrümmten Wasserbahnen durch gebrochene ersetzt. Auf Grund dieser Annahmen erhält er für die Durchlässigkeitsziffer k den Wert

$$k = \frac{d^2}{96} \left(\frac{\sin \alpha - \frac{\pi}{4}}{\sin \alpha} \right)^2 \frac{1}{1 - n} \cdot \frac{\gamma}{\eta_t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (41)$$

worin d den Kugeldurchmesser in cm,

η_t die Viskositätsziffer des Wassers bei einer Temperatur t und

γ das spezifische Gewicht des Wassers bedeuten.

Mit $\gamma = 1\, g$ pro cm^3 und dem Wert von η_t für eine Temperatur von 10^0 C geht die obige Formel über in

$$k = 771 \frac{d^2}{c}\, cm\, sec^{-1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (42)$$

worin c eine Funktion des Porenvolumens n, bzw. der Porenziffer ε darstellt. Für verschiedene Werte von n ergeben sich für c mit Hilfe der Formel 41 folgende Werte:

$n =$	0·26	0·28	0·30	0·34	0·38	0·42	0·46
$\varepsilon =$	0·352	0·388	0·428	0·515	0·612	0·723	0·850
$c =$	84·30	65·90	52·50	34·70	24·10	17·30	12·80

. . . . (42a)

Für $n = 46\%$ (lockere Lagerung der Kugeln) liefert Formel 42 den Wert $k = 60{\cdot}3\, d^2$ gegen $116\, d^2$ (Formel 40) bezw. $160\, d^2$, nach A. Hazen. Dieser bedeutende Unterschied wird vom Verfasser auf den Umstand zurückgeführt, daß die Poren der von Slichter untersuchten Kugelschüttung gleichweit sind, während der natürliche Sand kleine und große Poren enthält. Man kann sich auf rechnerischem Weg davon überzeugen, daß die Durchlässigkeitsziffer bei gegebenem Porenvolumen und gegebener Korngröße mit der Ungleichförmigkeit der Porenweite zunimmt. Für die Richtigkeit dieser Ansicht spricht auch die Tatsache, daß die Durchlässigkeitsziffer eines Sandes mit abnehmendem Porenvolumen etwas rascher abnimmt als dies nach Slichters Formel 42 der Fall sein sollte. Trotzdem liefert Formel 42 einen wertvollen Anhaltspunkt für die Beurteilung der Beziehung zwischen k und n.

Um einen Ausdruck zu finden, welcher zum Unterschied von der Formel 42 auch für Sande mit einem Porenvolumen von mehr als 47% Gültigkeit besitzt und den in der Praxis vorkommenden Verhältnissen angepaßt werden kann, stellte der Verfasser folgende Betrachtung an:

Die weitesten Stellen der Wasserwege haben mehr als den fünffachen Querschnitt der engsten. Infolgedessen ist der Druckhöhenverlust pro Längeneinheit der Wasserbahnen bei gegebener Durchflußmenge für die engsten Stellen derselben 25 mal so groß als für die Ausweitungen. Die Strömung des Wassers durch ein System derart beschaffener Schläuche gleicht der Strömung quer durch einen Satz parallel gestellter Siebe. Die Zahl der Sieböffnungen pro Flächeneinheit der Siebe nimmt in geradem Verhältnis mit der Zahl der Sandkörner pro Flächeneinheit des Sandquerschnittes, d. h. mit $\left(\frac{1-n}{\text{konst.}}\right)^{\frac{2}{3}}$ zu, soferne n das Porenvolumen bedeutet, und der Gefällsverlust

wächst bei gegebener Beschaffenheit der Siebe in geradem Verhältnis mit der Zahl der Siebe pro Längeneinheit der Strömungsrichtung.

In der nun folgenden Untersuchung wird vorausgesetzt, daß der Quotient $\alpha = \frac{F}{F_1}$ aus dem Flächeninhalt F der Sieböffnungen und dem mittleren Querschnitt F_1 der Wasserbahnen von der Dichte des Sandes unabhängig sei. In Wirklichkeit nimmt sein Wert mit zunehmender Dichte zu. Um den aus der Annahme der Unveränderlichkeit des Wertes von α resultierenden Fehler einigermaßen auszugleichen, wird anderseits vorausgesetzt, daß auch die Zahl der Siebe pro Längeneinheit der Strömungsrichtung von der Dichte des Sandes unabhängig sei. Unter diesen Voraussetzungen ist die Durchlässigkeit des Sandes lediglich eine Funktion der Weite der Sieböffnungen und der Zahl derselben pro Flächeneinheit der Siebe. — Nachdem die Länge der Schlauchwege von der Dichte des Sandes halbwegs unabhängig ist, so ergibt sich aus der Bedingung, daß der Rauminhalt der Schlauchwege pro Raumeinheit gleich sei dem Porenvolumen, die Gleichung

$$F_1 \times (1-n)^{\frac{2}{3}} \times \text{konst.} = n, \text{ hieraus } F = \alpha F_1 = \frac{\alpha n}{(1-n)^{\frac{2}{3}} \times \text{konst.}}$$

Nun schließen sich jedoch die Sieböffnungen bereits bei einem Porenvolumen von $n_0 > 0$, daher gilt für den Querschnitt F der Sieböffnung angenähert

$$F = \frac{\alpha (n - n_0)}{(1-n)^{\frac{2}{3}} \times \text{konst.}}$$

Für n_0 wurde auf empirischem Weg der Wert 0·13 gefunden. Die Durchflußmenge pro Sieböffnung nimmt bei gegebenem Druckhöhenverlust ebenso wie die Durchflußmenge für ein Haarröhrchen in geradem Verhältnis mit dem Quadrat der Querschnittsfläche zu und wächst demnach in geradem Verhältnis mit

$$\left(\frac{n - 0{\cdot}13}{\sqrt[3]{(1-n)^2}}\right)^2$$

Um die Gesamtdurchflußmenge zu erhalten, muß man den Durchfluß pro Sieböffnung noch mit der Zahl $\sqrt[3]{(1-n)^2}$ der Sieböffnungen pro Flächeneinheit multiplizieren. Berücksichtigt man endlich den Umstand, daß der Querschnitt der Sieböffnungen bei gegebenem Porenvolumen mit dem Quadrat des wirksamen Korndurchmessers d zunimmt und die Strömungsgeschwindigkeit im umgekehrten Verhältnis zur Viskositätsziffer des Wassers steht, so erhält man für die Durchlässigkeitsziffer den Ausdruck

$$k = \left(\frac{C}{\eta_0}\right)\left(\frac{\eta_0}{\eta_t}\right)\left(\frac{n - 0{\cdot}13}{\sqrt[3]{1-n}}\right)^2 d^2 = C_1 d^2 \left(\frac{\eta_0}{\eta_t}\right) \quad \ldots\ldots\ldots (43).$$

In dieser Formel bedeuten

η_0 die Viskositätsziffer des Wassers für Normaltemperatur (in der Regel 10° C)
η_t die Viskositätsziffer des Wassers für eine Temperatur t,
C eine bloß vom Material abhängige Konstante, und
C_1 einen vom Material und vom Porenvolumen abhängigen Koeffizienten.

Die durch Formel 43 ausgedrückte Beziehung ist in Fig. 22 durch die Kurve C_s graphisch dargestellt. Im Bereich S_0 bis S_u deckt sich die Kurve C_s nahezu mit der Kurve, welche sich aus der weitaus komplizierteren Slichterschen Formel 41 ergibt, soferne man den Wert von d in der Formel 41 derart wählt, daß die Kurve durch den Punkt S_0 hindurchgeht.

Mit Hilfe der Formel 43 läßt sich jede Durchlässigkeitsziffer auf eine Normaltemperatur von 10° C und auf ein normales Porenvolumen von 50% reduzieren. Die

so erhaltene Ziffer sei als reduzierte Durchlässigkeitsziffer (k_{red}) bezeichnet. Ihre Werte bilden eine einheitliche Grundlage für die Beurteilung des Einflusses der Kornbeschaffenheit und des Ungleichförmigkeitsgrades auf die Durchlässigkeit der verschiedenen Sandsorten. Nach Tabelle 27, Kolonne 10, beläuft sich der Wert von k_{red} für lehmfreie Sande bei einer Temperatur von 10° C auf

$$k_{red} = (174 \text{ bis } 100)\, d_{ic}^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (44).$$

Der Wert des Koeffizienten scheint vom Ungleichförmigkeitsgrad des Sandes ziemlich unabhängig zu sein, wird hingegen offensichtlich durch die Beschaffenheit der Körner beeinflußt. Nachdem die Formel 43 ebenso wie die Slichtersche Formel dem Einfluß der Porenziffer auf die Durchlässigkeitsziffer nur in angenäherter Weise Rechnung trägt, sind auch die für ein gegebenes Material aus verschiedenen Durchlässigkeitsziffern berechneten Werte von k_{red} nicht ganz miteinander identisch (Tabelle 27, Kolonne 10).

Der Wert von $\left(\frac{C}{\eta_0}\right)$ liegt nach Tabelle 27, Kolonne 11, zwischen den Grenzen von 800 für glattkörnige Sande und 460 für Sande mit rauhen, eckigen Körnern. Mit diesen Werten geht Formel 43 über in

$$k \text{ (in } cm\, sec^{-1}) = (800 \text{ bis } 460) \left(\frac{\eta_0}{\eta_t}\right) \left(\frac{n - 0{\cdot}13}{\sqrt[3]{1-n}}\right)^2 d^2 \quad \ldots\ldots \quad 43a)$$

worin der wirksame Korndurchmesser d in *cm* anzugeben ist. Für lehmhaltige Sande ist der Wert $\left(\frac{C}{\eta_0}\right)$ wesentlich kleiner als 460 (Material Nr. 6, Tabelle 27).

e) Die Beziehungen zwischen der Porenziffer und der Durchlässigkeitsziffer für bindige Bodenarten. Um die zwischen dem Porenvolumen und der Durchlässigkeitsziffer der Sande herrschende Beziehung abzuleiten, wurde der Sand mit einem Satz von Sieben verglichen, deren Öffnungen den Sitz des Strömungswiderstandes darstellen. Dieses Bild trifft für Massen, die aus schuppenförmigen Teilchen bestehen, nicht zu. Unter dem Einfluß eines Druckes stellen sich die Schuppen mehr oder weniger senkrecht zu der Druckrichtung ein. Man hat daher in verschiedenen Richtungen verschiedene Durchlässigkeit zu erwarten. Ferner haben die Kanäle nicht einen gedrungenen, sondern schlitzförmigen Querschnitt. Die durch einen schlitzförmigen Kanal bei gegebenem Gefälle hindurchströmende Wassermenge nimmt bekanntlich mit der dritten Potenz der Schlitzweite zu. Die Kanäle winden sich zwischen den blattartig ineinandergreifenden Schuppen hindurch und die Länge des Weges, den das Wasser bei der Strömung durch eine Tonschicht mit der Dicke 1 zurücklegt, wächst für kleine und mittlere Werte von ε angenähert mit der Zahl der in der Stromrichtung auf die Längeneinheit entfallenden Tonschuppen. Letztere nimmt in geradem Verhältnis mit $\frac{1}{1+\varepsilon}$ zu, soferne sich die Stromrichtung mit der Richtung des Druckes deckt, dessen Veränderung die Veränderung von ε bewirkt. Nimmt man ferner an, daß die Anzahl und die Breite der schlitzförmigen Wasserbahnen von der Dichte des Tones unabhängig sei, während sich ihre Weite mit der Porenziffer verändert, so wächst ihr Querschnitt in geradem Verhältnis mit ε. Berücksichtigt man endlich den Umstand, daß die Durchlässigkeit des Tones infolge der örtlichen Verengungen der Wasserwege ebenso wie jene des Sandes bereits bei einer Porenziffer von $\varepsilon_0 > 0$ zu Null wird, so erhält man für die Durchlässigkeitsziffer den Ausdruck

$$k = \left(\frac{C}{\eta_0}\right) \left(\frac{\eta_0}{\eta_t}\right) (\varepsilon - \varepsilon_0)^3 (1 + \varepsilon)\, d^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (45)$$

worin η_0, η_t und C dieselbe Bedeutung haben, wie in der Formel 43[144]). Mit $\varepsilon_0 = 0{\cdot}15$ ($n = 0{\cdot}13$) geht diese Formel über in

$$k = \left(\frac{C}{\eta_0}\right)\left(\frac{\eta_0}{\eta_t}\right)(\varepsilon - 0{\cdot}15)^3(1+\varepsilon)\,d^2 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (45a)$$

Um die Beziehung 45*a* mit den beobachteten Tatsachen zu vergleichen, wurde im Porenziffer-Durchlässigkeitsdiagramm Fig. 22 aus den Punktserien I, III und V (Durchlässigkeit der Materialien I, III und V, Tabelle 19) je ein Punkt herausgegriffen und durch diesen Punkt eine Kurve mit der Gleichung 45*a* hindurchgelegt. Die gewählten Punkte liegen außerhalb der Bildfläche der Fig. 22 *a* und *b* und die in der Figur durch strichlierte Linien dargestellten Kurven sind mit den Buchstaben C_{I}, C_{III} und C_{V} be-

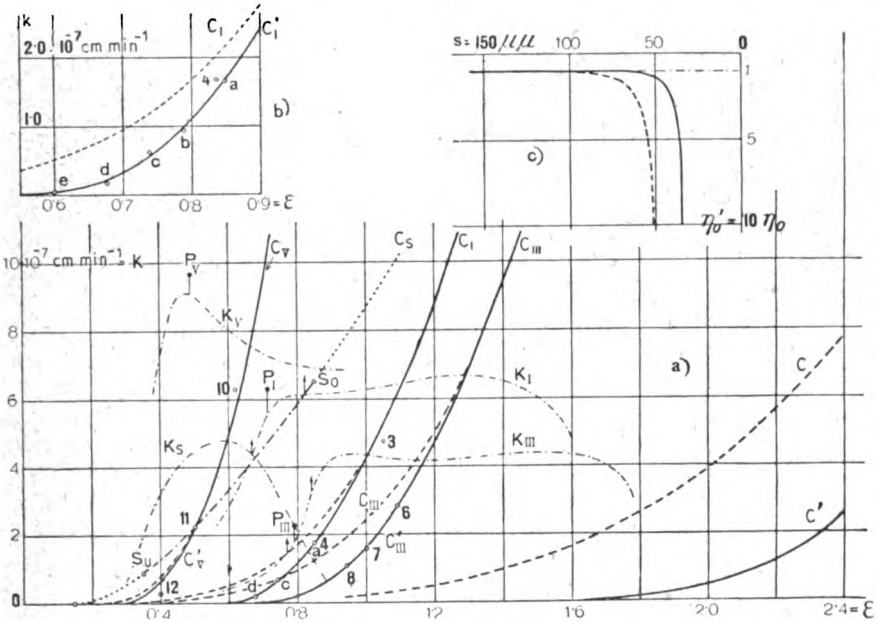


Fig. 22 (Ordinaten-Maßstab für K_{I} und K_{III} ist viermal so groß als für K_{V}).

zeichnet. Wenn die Formel 45*a* zutreffen würde, so müßten auch die übrigen Punkte jeder Punktserie auf der ihr zugeordneten Kurve C liegen. Im Bereich der weichplastischen Konsistenzform ist der perzentuelle Unterschied zwischen den gemessenen und den mit Hilfe der Formel 45*a* berechneten Werten in der Tat verhältnismäßig

[144]) Ph. Forchheimer hat bereits im Jahre 1901 auf Grund der von Seelheim veröffentlichten Versuchsergebnisse (Zeitschr. f. analytische Chemie, 19, 1880, S. 387) eine Formel für die Durchlässigkeit des Tones abgeleitet (Z. d. V. deutsch. Ing., 45, 1901, S. 1737). Durch Umrechnung läßt sich diese Formel auf die Form

$$k = 1{\cdot}3 \,.\, 10{-}6 \,.\, \frac{\varepsilon^2}{1+\varepsilon}\ (cm\ \mathrm{sec}{-}1)$$

bringen, worin ε die Porenziffer bedeutet. Die Formel soll bei 12° C zwischen den Grenzen $\varepsilon = 0{\cdot}665$ bis 0·50 Gültigkeit besitzen. Sie ergibt jedoch im Vergleich zu den Ergebnissen der Messungen des Verfassers so außerordentlich große Werte für die Durchlässigkeitsziffer, daß man annehmen muß, das von Seelheim verwendete Material sei wohl in chemischer Hinsicht, nicht aber der Korngröße und der mechanischen Zusammensetzung nach ein Ton gewesen. Das Ergebnis Seelheims, der Ton werde bei geringem Wassergehalt erst für große Gefälle durchlässig, kann nur auf die Unvollkommenheit der Versuchsmethode zurückgeführt werden, denn die Durchlässigkeitsziffer von Tonen mit halbfester Konsistenz läßt sich nur durch indirekte Methoden ermitteln und Seelheim leitete seine Ziffern aus den Ergebnissen einfacher Filterversuche ab.

geringfügig. Im Bereich der in der Figur mit P_{I}, P_{III} und P_{V} bezeichneten Plastizitätsgrenzen sind jedoch die Abweichungen so gewaltig, daß es gewagt erschien, die Differenzen lediglich auf die Ungenauigkeit der geometrischen Voraussetzungen zurückzuführen, auf welche die Ableitung der Formel 45*a* gegründet wurde[145]). So beträgt der Wert von k für den Ton I für $\varepsilon = 0{\cdot}600$ bloß 9% von dem mit Hilfe der Formel 45*a* berechneten Wert (siehe Fig. 22*b*, Lage der Punkte *a* bis *e* mit Bezug auf die strichliert eingetragene Kurve C_{I}). Es war obendrein auffallend, daß die bedeutenden Abweichungen zwischen Messung und Rechnung durchwegs erst an der Grenze zwischen der plastischen und der halbfesten Konsistenzform auftraten, ob sich nun diese Grenze bei einer Porenziffer von 0·3 oder 0·9 befindet. Diese Grenze liegt um so niedriger, je kleiner der wirksame Korndurchmesser ist, d. h. die Konsistenzgrenze entspricht einer ganz bestimmten, von der Korngröße unabhängigen Weite der Wasserwege. In Anbetracht dieser Tatsachen sah sich der Verfasser zu dem Schluß gedrängt, daß ein kausaler Zusammenhang zwischen der Grenze der Gültigkeit der Formel 45*a* und der von der Korngröße unabhängigen, kritischen Weite der Wasserwege, bei welcher die Abweichungen zwischen Messung und Rechnung fühlbar werden, bestehen müsse. Dieser Zusammenhang kann nur darin gesucht werden, daß die Viskosität des Wassers unter dem Einfluß der molekularen Nahkräfte der festen Teilchen zunimmt, sobald die Weite der schlitzförmigen Wasserbahnen unter ein bestimmtes Maß sinkt. Nachdem im 10. Abschnitt gezeigt werden konnte, daß ein Tonteilchen durch einen Wasserfilm hindurch ein anderes festes Teilchen anziehen könne, erscheint die Annahme einer Beeinflussung der Viskosität solcher Films durch die molekularen Nahkräfte auch von rein physikalischem Standpunkt aus nicht unmotiviert, soferne der Film zwischen zwei festen Oberflächen eingeschlossen ist. Um diesem Einfluß in Formel 45*a* Rechnung zu tragen, wurde im Koeffizienten $\left(\frac{C}{\eta_0}\right)$ an Stelle der Viskositätsziffer η_0 der Ausdruck

$$\eta_0' = \eta_0 \left(1 + \frac{c_1}{s^x}\right) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (46)$$

eingeführt. In diesem Ausdruck bedeutet s die halbe Weite der schlitzförmigen Wasserbahnen. c_1 und x sind Konstante, deren Wert vorläufig noch als unbestimmt zu betrachten ist. Die wirksame Schlitzweite $2s$ nimmt im Sinne der Überlegungen, welche zu der Formel 45*a* geführt haben, in geradem Verhältnis mit $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_0 = \varepsilon - 0{\cdot}15$ ab. Bei verschiedenen Materialien mit ähnlich gestalteten Körnern und gleicher Porenziffer verhalten sich die Schlitzweiten wie die wirksamen Korndurchmesser d, daher

$$s = a\,d\,(\varepsilon - 0{\cdot}15) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (47)$$

worin a eine Konstante bedeutet. Mit diesem Wert von s geht der Ausdruck 46 über in

$$\eta_0' = \eta_0 \left[1 + \left(\frac{c_1}{a^x}\right) \frac{1}{d^x\,(\varepsilon - 0{\cdot}15)^x}\right] = \eta_0 \left[1 + \frac{c}{d^x\,(\varepsilon - 0{\cdot}15)^x}\right] \quad \ldots \quad (48)$$

worin $c = \frac{c_1}{a^x}$ eine von der Korngröße unabhängige und bloß von der Korngestalt

[145]) Bei der Wahl der geometrischen Voraussetzungen mußte man allerdings die Natur ziemlich weitgehend schematisieren. Es hat sich jedoch gezeigt, daß die verschiedenartigsten geometrischen Voraussetzungen zu Kurven von ähnlicher Gestalt führen, falls diese Voraussetzungen auch nur halbwegs den zwischen der Kornform, der Porenziffer und den Abmessungen der Wasserbahnen bestehenden Beziehungen Rechnung tragen. So lieferte z. B. die Siebhypothese für den Sand nahezu das gleiche Ergebnis wie das auf ganz anderen Voraussetzungen fußende Verfahren Slichters. Infolge dieses Umstandes beschreibt die Formel 45 die Beziehung zwischen k und ε in zutreffenderer Weise, als man nach flüchtiger Prüfung ihrer Grundlagen anzunehmen geneigt ist.

abhängige Konstante darstellt. Ersetzt man in der Formel 45*a* den Wert $\left(\frac{C}{\eta_0}\right)$ durch $\left(\frac{C}{\eta_0'}\right)$, so erhält man

$$k = \left(\frac{C}{\eta_0}\right)\left(\frac{\eta_0}{\eta_t}\right)\frac{(\varepsilon - 0{\cdot}15)^3(1+\varepsilon)}{1+\frac{c}{d^x(\varepsilon-0{\cdot}15)^x}}d^2 = \left(\frac{C}{\eta_0}\right)\left(\frac{\eta_0}{\eta_t}\right)\frac{(\varepsilon-0{\cdot}15)^{3+x}(1+\varepsilon)}{(\varepsilon-0{\cdot}15)^x+\frac{c}{d^x}}d^2 \quad . . (49)$$

Nun wurde untersucht, durch welchen Wert von x, Formel 49, die Differenzen zwischen den gemessenen und den nach Formel 45*a* berechneten Durchlässigkeitsziffern zum Verschwinden gebracht werden können. Die Untersuchung erstreckte sich über sämtliche vom Verfasser auf ihre Durchlässigkeit geprüften Lehme und Tone und lieferte für x-Werte, welche zwischen den bemerkenswert engen Grenzen von 7·7 und 9·0 liegen und im Mittel 8·0 betragen.

Mit $x = 8{\cdot}0$ ergab sich für den Ton Nr. I

$$k = 3{\cdot}34 \,.\, 10^{-7} \,.\, \frac{\eta_0}{\eta_t}\,\frac{(\varepsilon-0{\cdot}15)^{11}(1+\varepsilon)}{(\varepsilon-0{\cdot}15)^8+0{\cdot}0166}\ cm\ \min^{-1} \quad . . . . . (50)$$

Die Punkte 1 bis 4 und *a* bis *e* der Punktserie I liegen ausnahmslos in der nächsten Nachbarschaft der durch Formel 50 bestimmten Kurve C_1', Fig. 22 *a* und *b*. Für den außerhalb der Bildfläche gelegenen Punkt 1 (Abszisse $\varepsilon = 1{\cdot}90$) ergaben der Versuch $k = 45{\cdot}7 \,.\, 10^{-7}$ und die Rechnung $k = 54{\cdot}0 \,.\, 10^{-7}\ cm\,min^{-1}$. Die Formel scheint demnach allen maßgebenden Faktoren in angemessener Weise Rechnung zu tragen.

Durch Formel 49, mit $x = 8{\cdot}0$ und $\frac{c}{d^x} = 0{\cdot}0166$, ist die Beziehung zwischen der wirksamen Korngröße d, der Porenziffer ε und der Durchlässigkeitsziffer k für alle Tone mit annähernd gleicher Kornbeschaffenheit jedoch mit verschiedener wirksamer Korngröße eindeutig festgelegt. Ermittelt man im Versuchsweg einen einzigen Punkt der Schaulinie C_n' eines solchen Tones N und bestimmt in Formel 49 den Wert von d derart, daß die durch Formel 49 festgelegte Kurve durch den gewählten Punkt hindurchgeht, so müssen, falls die Formel richtig ist, auch alle anderen Punkte derselben Serie auf der Kurve liegen. Bezeichnet man mit

d_I den wirksamen Korndurchmesser des Tones I, mit
d_n den wirksamen Korndurchmesser des Tones N, und setzt
$d_n = m \,.\, d_1$,

so lautet die Gleichung der gesuchten Kurve C_n'

$$k = 3{\cdot}34 \,.\, 10^{-7} \,.\, \frac{\eta_0}{\eta_t}\,\frac{(\varepsilon-0{\cdot}15)^{11}(1+\varepsilon)}{(\varepsilon-0{\cdot}15)^8+\frac{0{\cdot}0166}{m^8}}\,m^2\,(cm\ \min^{-1}) \quad . . . . (51)$$

Die Formel 51 liefert in der Tat sehr zufriedenstellende Ergebnisse. So wurde z. B. aus der Punktserie III (Fig. 22*a*) der Punkt 6 herausgegriffen. Mit $a = 0{\cdot}76$ geht die durch Formel 51 bestimmte Kurve C_{III}' durch den Punkt 6 hindurch. Alle anderen auf experimentellem Weg bestimmten Punkte liegen in der Nachbarschaft der Kurve C_{III}'. Für den außerhalb der Bildfläche gelegenen Punkt 5 der Serie III ($\varepsilon = 1{\cdot}97$) lieferte der Versuch $k = 40 \,.\, 10^{-7}\ cm\ \min^{-1}$ und die Rechnung ergab für $\varepsilon = 1{\cdot}97$ den Wert $k = 35 \,.\, 10^{-7}\ cm\ \min^{-1}$. Weniger gut ist die Übereinstimmung für das Material V, denn diese Bodenart kann wegen ihres geringen Schlammgehaltes nicht mehr als Ton bezeichnet werden und besitzt keine ausgesprochene Plastizität.

Für die weichplastische Konsistenzform der bindigen Böden ist die Formel 47 mit der Formel 45*a* identisch, weil die Zunahme der Viskosität des Wassers erst in der steifplastischen Konsistenzform fühlbar wird. Es ist nun interessant zu erfahren,

in welchem Verhältnis die Durchlässigkeitsziffer eines Sandes (derbe Körner) zu jener eines Tones (schuppenförmige Bestandteile) steht, soferne beide dieselbe wirksame Korngröße aufweisen und die Durchlässigkeit des Tones nicht durch die Zunahme der Viskosität des Wassers beeinflußt wäre. Der wirksame Korndurchmesser des Tones I wurde auf Grund des Ergebnisses der Schlämmanalyse auf $d = 0{\cdot}00006\ cm$ (Grenze zwischen Grob- und Feinschlamm) geschätzt. Schaltet man in der Formel 50 die Glieder aus, durch welche die Zunahme der Viskosität berücksichtigt wurde, so geht diese Formel über in

$$k = 3{\cdot}34.10^{-7} \cdot \left(\frac{\eta_0}{\eta_t}\right)(\varepsilon - 0{\cdot}15)^3 (1+\varepsilon)\ cm\ \text{min}^{-1} =$$

$$= 5{\cdot}56 \cdot 10^{-9} \cdot \left(\frac{\eta_0}{\eta_t}\right)(\varepsilon - 0{\cdot}15)^3 (1+\varepsilon)\ cm\ \text{sec}^{-1} =$$

$$= \left(\frac{C}{\eta_0}\right)\frac{\eta_0}{\eta_t}(\varepsilon - 0{\cdot}15)^3 (1+\varepsilon)\, d^2$$

Der Wert von d^2 beläuft sich auf $0{\cdot}00006^2 = 3{\cdot}6 \cdot 10^{-9}\ cm^2$, demnach $\left(\frac{C}{\eta_0}\right) = 1{\cdot}54$. Setzt man in obigem Ausdruck $\varepsilon = 1{\cdot}00$ (Porenvolumen 50%) und $\eta_t = \eta_0$, so geht k über in k_{red} (reduzierte Durchlassigkeitsziffer) und man erhält

$$k_{red} = 1{\cdot}90\, d^2\ (cm\ \text{sec}^{-1}) \text{ für Tone} \quad \ldots\ldots\ldots\ (52)$$

gegen $$k_{red} = (174 \text{ bis } 100)\, d^2\ (cm\ \text{sec}^{-1}) \text{ für Sande} \quad \ldots\ldots\ (44)$$

Der gewaltige Unterschied zwischen den Werten von k_{red} für Sande und für Tone liefert neuerdings einen Beweis für die Schuppenstruktur der letzteren. Der Rauminhalt einer Schuppe beläuft sich bloß auf einen kleinen Bruchteil des Rauminhaltes eines derben Kornes von gleichem äquivalenten Korndurchmesser (siehe S. 39). Infolgedessen ist die Zahl der Körner pro Raumeinheit eines Tones bedeutend größer als die Zahl der Körner pro Raumeinheit eines Sandes mit gleichem äquivalenten Korndurchmesser. Nachdem diese Zahl die Gesamtlänge der Schlauchwege und mit ihr den Druckhöhenverlust bestimmt, muß die relative Durchlässigkeit eines Tones wesentlich geringer sein als die eines Sandes mit gleichem äquivalenten Korndurchmesser.

f) Die Viskosität des Wassers in sehr engen Schlitzen[146]. Der wirksame Korndurchmesser des Tones I ist von der Größenordnung $d = 0{\cdot}00006\ cm$ (Grenze zwischen Grobschlamm und Feinschlamm). Nimmt man mit Rücksicht auf die Schuppenform der Tonteilchen an, daß sich die halbe mittlere Weite s der Wasserwege bei einer Porenziffer von $\varepsilon = 1{\cdot}00$ (Porenvolumen 50%) auf $\frac{1}{6}$ bis $\frac{1}{9}$ des äquivalenten, wirksamen Korndurchmessers d der Tonschüppchen beläuft und führt diesen Wert von s in Formel 47 ein, so erhält man

$$s = \left(\frac{1}{6} \text{ bis } \frac{1}{9}\right) d = \alpha\, d\ (\varepsilon - 0{\cdot}15) = \alpha\, d\ (1{\cdot}00 - 0{\cdot}15) \quad \ldots\ (47a)$$

Aus dieser Formel ergibt sich $\alpha = 0{\cdot}196$ bis $0{\cdot}131$. Der Wert von $\frac{c}{d^8} = \frac{c_1}{\alpha^8 d^8}$ (Formel 48) beträgt nach Formel 50 $0{\cdot}0166$. Es gilt demnach

$$0{\cdot}0166 = \frac{c_1}{\alpha^8 d^8} \quad \text{oder} \quad c_1 = 0{\cdot}0166\, \alpha^8 d^8.$$

Hieraus, mit den bereits angegebenen Werten von α und d,

---

[146]) Terzaghi, Versuche über die Viskosität des Wassers in sehr engen Durchgangsquerschnitten. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, 1924.

$$c_1 = 6{\cdot}02 \,.\, 10^{-42} \text{ bis } 2{\cdot}42 \,.\, 10^{-43}$$

und die Formel 46 geht über in

$$\eta_0' = \eta_0 \left(1 + \frac{6{\cdot}02 \,.\, 10^{-42}}{s^3}\right) \text{ bzw. } \eta_0 \left(1 + \frac{2{\cdot}42 \,.\, 10^{-43}}{s^3}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (46a)$$

worin s in *cm* anzugeben ist. In Fig. 22*c* wurden die auf Grund der Annahmen $a = 0{\cdot}196$ bzw. $0{\cdot}131$ berechneten Viskositätsziffern η_0' als Ordinaten und die halben Spaltweiten s als Abszissen aufgetragen. Die strichlierte Kurve entspricht der Annahme $a = 0{\cdot}196$. Bei Spalten mit einer Weite von $2\,s = 2 \times 50\ \mu\mu$ ist die Zunahme der Viskosität bereits merkbar und nimmt die Viskositätsziffer mit weiterhin abnehmender Spaltweite rapid zu.

g) Die Beziehung zwischen Korngröße, Kornform und Plastizitätsgrenze. Die Versuche haben gezeigt, daß die Plastizitätsgrenze tonreicher Materialien mit der Porenziffer identisch ist, bei welcher das Material praktisch wasserundurchlässig wird, d. h. bei welcher die Durchlässigkeitsziffer kleiner wird als $0{\cdot}5 \,.\, 10^{-7}$ bis $0{\cdot}2 \,.\, 10^{-7}\ cm\,\text{min}^{-1}$. Dieses Stadium wird im Sinne der vorangegangenen Ausführungen durch die Zunahme der Viskosität des Wassers herbeigeführt; nach Fig. 24*b* setzt im gleichen Stadium (Überschreitung der Plastizitätsgrenze) auch die Abnahme der Geschwindigkeit der Verdunstung des Kapillarwassers ein. Nun liegt die Plastizitätsgrenze der Kolloidschlamme zwischen den extremen Werten von $\varepsilon = 0{\cdot}63$ (Grobschlamm des Barium-Sulfates) und $\varepsilon = 2{\cdot}40$ (Feinschlamm des Hämatites, nach Atterberg[147]). Nimmt man an, daß sich die Durchlässigkeitsziffer der Tone bei der Überschreitung der Plastizitätsgrenze auf $0{\cdot}2 \,.\, 10^{-7}\ cm\,\text{min}^{-1}$ beläuft und führt man in der Formel 51 für ε die eben angegebenen Grenzwerte von $\varepsilon_{\min} = 0{\cdot}63$ und $\varepsilon_{\max} = 2{\cdot}40$ ein, so erhält man aus dieser Formel für m die Werte $m_{\min} = 0{\cdot}245$ und $m_{\max} = 1{\cdot}14$. Einem Wert von $m = 1{\cdot}14$ entspricht in Fig. 22*a* die Kurve C'. Infolge von $m_{\max} : m_{\min} = 4{\cdot}65$ wäre der äquivalente Korndurchmesser des gröbsten plastischen Materials kaum fünfmal so groß als jener des feinkörnigsten. Das ist selbstverständlich nicht der Fall und die Geringfügigkeit des Unterschiedes zwischen $m_{\max}$ und $m_{\min}$ ist u. a. auf den Umstand zurückzuführen, daß ein Material mit einer Porenziffer von mehr als etwa $\varepsilon = 2{\cdot}00$ nicht mehr Einzelkorn-, sondern Wabenstruktur (Fig. 3*c*) aufweist, und damit verliert die Überlegung, welche zu der Formel 45 geführt hat, ihre Gültigkeit.

Wenn ferner zwei Materialien mit gleicher äquivalenter Korngröße und ähnlichen Verteilungskurven (Fig. 1) verschiedene Plastizitätsgrenzen aufweisen, so kann man aus dieser Tatsache schließen, daß die Teilchen des Materiales mit der höheren Plastizitätsgrenze einen ausgesprocheneren Schuppencharakter haben, als jene des anderen, weil die Weite der Wasserbahnen bei gleichem äquivalenten wirksamen Korndurchmesser mit zunehmender Flachheit der Teilchen abnimmt. Aus diesem Grund (Abhängigkeit des Wertes a, Formel 47, von der Kornform) eignet sich die Formel 51 bloß für den Vergleich der Durchlässigkeit von bindigen Böden mit ähnlicher Kornform.

Bemerkenswert ist die Erscheinung, daß die Strömung des Wassers durch Tone mit einer Porenziffer von mehr als 1·5 bis 2·0 nicht mehr streng dem Gesetz von Darcy gehorcht. Bei einer Verminderung des Gefälles von $i = 50$ bis auf 10 oder 15 nimmt auch die Durchlässigkeitsziffer dieser Tonwassergemenge rasch ab und wird erst bei mäßigeren Gefällen konstant. Wiederholt man den Übergang von hohem zu niedrigem Gefälle mehreremal, so wird der Unterschied zwischen der Durchlässigkeitsziffer für hohe und für mäßige Gefälle geringer. Diese Erscheinung dürfte ebenfalls auf die Tatsache zurückzuführen sein, daß die Tone bei hohen Porenziffern nicht Einzelkorn-, sondern Wabenstruktur besitzen. Das Gefüge einer Masse mit Wabenstruktur ist

[147]) Atterberg, Die Plastizität und Bindigkeit liefernden Bestandteile der Tone. Int. Mitt. Bod. 1913.

unstabil und locker. Bei hohem Überdruck preßt das strömende Wasser die Wände der weitesten Bahnen auseinander und schafft sich Stromwege kleinsten Widerstandes. Hiebei zerfallen unstabile Korngruppen und die Struktur der durchströmten Masse erleidet nebst der vorübergehenden auch eine bleibende Strukturänderung.

Bei der Durchlässigkeit von Schlamm mit hohem Sandgehalt (z. B. Material V, Tabelle 19), hat man es mit einer Kombination der Eigenschaften zweier verschiedener Materialien, des Sandes und des Schlammes, zu tun. Infolge des verhältnismäßig geringen Schlammgehaltes der Masse kann sich der Schlamm noch in der schwerflüssigen Konsistenzform befinden, während der Sand bereits einen hohen Grad der Verdichtung erreicht hat. Dieser Sachverhalt geht auch aus dem Einfluß einer Sandbeimengung auf die Lage der Plastizitätsgrenze des Gemenges hervor. Vermischt man einen fetten Ton mit der Plastizitätsgrenze P mit einer gleichen Gewichtsmenge Sandes, so sollte die Plastizitätsgrenze des Gemenges bei einem Wassergehalt von $\frac{P}{2}$ (in Prozenten des Trockengewichtes des Gemenges) liegen. Nach Atterberg[148]) ist jedoch die Plastizitätsgrenze stets höher als $\frac{P}{2}$. Bei den beiden von Atterberg untersuchten Gemengen betrug sie 13 (gegen $\frac{P}{2} = 11$) und 16 (gegen $\frac{P}{2} = 13$). Infolge dieses Umstandes liegt die Plastizitätsgrenze des Schlammes V (Fig. 22*a*) bei einer Porenziffer, bei welcher die Durchlässigkeit des Materiales wesentlich höher als $0{\cdot}2 \cdot 10^{-7}$ *cm* min^{-1} und die Zunahme der Viskosität des Wassers noch unmerklich ist. Obendrein konnten für diesen Schlamm bereits bei einer Porenziffer von 1·0 dieselben Abweichungen vom Gesetz von Darcy konstatiert werden, welche bei fetten Tonen erst bei Porenziffern von 1·5 bis 2·0 auftreten. Der in den Hohlräumen der Masse eingelagerte Schlamm hatte offenbar trotz der dichten Lagerung des Sandgerippes noch immer Wabenstruktur.

h) Strömung von Lösungen durch bindigen Boden. Beim Durchtritt einer Lösung durch Ton wird das gelöste Material adsorbiert und hat daher die Flüssigkeit in der Nachbarschaft der Oberflächen der Körner nicht die Viskosität der normalen, sondern jene der konzentrierten Lösung. Nachdem ferner die Wasserbahnen im plastischen Ton so eng sind, daß die von der festen Phase ausgeübten molekularen Nahkräfte in diesen Bahnen sogar eine Erhöhung der Viskosität des reinen Wassers bewirken, so muß die Anreicherung gelöster Substanzen in den Wasserbahnen ebenfalls die Durchlässigkeit der Tone merkbar beeinflussen. Nach Ramann[149]) vermindern Kalisalze und in schwächerem Maß auch Natronsalze die Durchlässigkeit. Besonders gilt dies von den Chloriden und den Nitraten. Kalksalze, namentlich Ätzkalk sollen die Durchlässigkeit erhöhen. Dies scheint jedoch nur für gekrümelte Bodenarten zu gelten, in welchen die Lösungen nebst einer Änderung der Durchlässigkeit auch Strukturveränderungen durch Ausfällung bewirken. Der Einfluß der Lösungen auf die Durchlässigkeit nicht gekrümelter Böden verrät sich in der durch adsorbtive Sättigung eines Tones hervorgerufenen Verschiebung der Plastizitätsgrenze.

i) Beziehung zwischen dem Druck und der Durchlässigkeitsziffer. Bildet man für jeden Wert ε der Porenziffer das Produkt aus der zugehörigen Durchlässigkeitsziffer k und dem Druck p_s, welcher erforderlich ist, um das Material bei verhinderter Seitenausdehnung aus dem Zustand der lockersten Lagerung bis auf ε zu verdichten und trägt im Porenziffer-Durchlässigkeitsdiagramm die Produkte als Ordinaten auf, so erhält man die Kurven K_s, K_{I}, K_{III} und K_{V}, Fig. 22*a*. Die Kurve K_s

[148]) Atterberg, Die Konsistenz und die Bindigkeit der Böden. Int. Mitt. Bod., 1912, Bd. II, Heft 2/3.

[149]) Bodenkunde, 3. Aufl.

für den Sand hat die Gestalt einer nahezu symmetrischen Welle. Die Kurven K der Tone verlaufen hingegen im Bereich der plastischen Konsistenzform ziemlich wagrecht und fallen jenseits der Plastizitätsgrenze steil ab. Es gilt demnach für die plastische Hauptkonsistenzform die angenäherte Beziehung

$$k\, p_s \doteq \text{konstant} = c \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (53)$$

Belastet man eine Tonteiglage, deren Anfangsdichte einem Äquivalentdruck von p_c entspricht, so ist die einer Belastung von p_s entsprechende Durchlässigkeitsziffer mit demselben Grad der Annäherung durch die Gleichung

$$k\,(p_s + p_c) \doteq c \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (53a)$$

festgelegt. Der Druck p_c ist identisch mit dem Druck p_c in Formel 24.

Diese Beziehungen leisten bei der im 21. Abschnitt durchgeführten mathematischen Behandlung der hydrodynamischen Spannungserscheinungen wertvolle Dienste. Für die Materialien I, III und V, Tabelle 19, ergaben sich für c die Werte 158, 110 und 800 $g\ cm^{-1}$ Jahr^{-1}.

k) Die Grenzen der Gültigkeit des Gesetzes von Darcy. Nach F. H. King[150]) und F. H. Newell soll die Durchlässigkeitsziffer poriger Sandsteine und sehr feiner Sande mit abnehmendem Gefälle abnehmen, ähnlich wie dies vom Verfasser für Tone mit Porenziffern von mehr als 1·5 bis 2·0 konstatiert wurde, während sie bei groben Sanden bekanntlich mit abnehmendem Gefälle zunimmt. Bei den von King untersuchten, aus sehr ungleichen Körnern bis zur Staubfeinheit bestehenden Sanden nahm der Durchfluß bei Herabminderung des Gefälles von 6 auf 1·2 nicht nur auf ein Fünftel des früheren Betrages, sondern um weitere 6 bis 37% ab. Anderseits beobachtete U. Masoni[151]) bei seinen Versuchen mit vulkanischen Feinsanden von 0·37 bis 0·55 *mm* Korngröße bei einer Zunahme des Gefälles von 0·46 auf 107·3 eine Abnahme der Durchlässigkeitsziffer von 0·42 auf 0·14 *cm* sec^{-1}, also das Gegenteil von dem, was King und Newell gefunden hatten. (Turbulente Strömung bei sehr hohem Gefälle?)

Die Ursachen, auf welche die aufgezählten Abweichungen vom Gesetz von Darcy zurückzuführen sind, lassen sich bei der Unvollständigkeit der Angaben über Beschaffenheit und Lagerungsart der oben erwähnten Sandsorten kaum feststellen. Der Verfasser hat sechzig Versuchsreihen mit gleichförmigen und gemischtkörnigen, locker und dicht gelagerten Sanden mit Korngrößen von 0·1 bis 1·3 *mm* durchgeführt. In jeder Serie wurde das Wasser in der Richtung von oben nach unten und dann in entgegengesetzter Richtung durch den Sand geleitet und das Gefälle innerhalb der Grenzen von 0·5 und 5·0 verändert. Die Strömung erfolgte ausnahmslos nach dem Gesetz von Darcy. Bei einer weiteren, mit dichtgelagertem Quarzstaub ($\varepsilon = 0{\cdot}67$) vorgenommenen Versuchsreihe wurde das Gefälle von 25 bis auf 3 herabgemindert und der Versuch ergab eine vom Gefälle unabhängige Durchlässigkeitsziffer von $k = 4{\cdot}63.10^{-5}\ cm\ sec^{-1}$. Nachdem auch der Durchfluß durch plastische und halbfeste Lehme und Tone in geradem Verhältnis mit dem Gefälle wächst, wird im Folgenden angenommen, daß die Strömung durch Pulver jeder Art dem Gesetz von Darcy gehorche, soferne sie laminar ist. Die bei Tonen mit Wabenstruktur beobachteten Abweichungen sind lediglich auf die mechanische Wirkung des Porenwasserstromes zurückzuführen, d. h. auf die vom Strömungsdruck in der durchströmten Masse hervorgerufenen, teils elastischen und teils bleibenden Strukturveränderungen. Letztere lassen sich mit den vom Gefälle abhängigen Querschnittsveränderungen vergleichen, welche ein weicher Gummischlauch durch den Wasserstrahl erfährt, der ihn durchfließt.

---

[150]) Washington. 19th Annual Report of the U. S. Geological Survey 1897–98, Part 2, S. 109.

[151]) Sul moto dell'aqua attraverso i terreni permeabili, Neapel 1895; Di alcune determinazione sperimentali sui coefficiente di filtrazione, Neapel 1896.

17. Abschnitt.

Die statischen Wirkungen des strömenden Grundwassers.

Durch das Gesetz von Darcy (Formel 39) ist die Geschwindigkeit der Strömung des Grundwassers durch Sand als Funktion des Gefälles festgelegt. In diesem Abschnitt handelt es sich darum, die Druckwirkungen zu ermitteln, welche vom strömenden Grundwasser auf die durchströmten Sandschichten ausgeübt werden. Die Kenntnis dieser Druckwirkungen bildet die Grundlage für die Theorie des Grundbruches an Stauwerken (28. Abschnitt).

a) Das kritische Gefälle für einen senkrecht emporsteigenden Grundwasserstrom[152]). In einer homogenen Sandmasse mit einer Durchlässigkeitsziffer k strömt das Wasser in jedem Punkt theoretisch senkrecht zu einer Niveaufläche, d. h. es bewegt sich nach einer Stromlinie. In Wirklichkeit wird es infolge des Ineinandergreifens der unregelmäßig geformten Sandkörner (Fig. 3, *a* und *b*) fortgesetzt aus seiner Bahn gedrängt. Dieser Umstand erzeugt in Verbindung mit der Flüssigkeitsreibung und der Veränderlichkeit des Querschnittes der Wasserbahnen den Druckhöhenverlust. Es bezeichnen

k die Durchlässigkeitsziffer des Sandes,
dF den Querschnitt,
dl die Länge eines prismatischen Körperelementes, dessen Achse mit einer Stromlinie zusammenfällt,
dQ die Wassermenge, welche das Körperelement in der Zeiteinheit durchströmt,
v die Strömungsgeschwindigkeit,
i das Gefälle und
dh den Druckhöhenverlust auf dem Weg dl.

Nach dem Gesetz von Darcy (Formel 39) gilt

$$v = \frac{dQ}{dF} = i\,k$$

Der Druckhöhenverlust beläuft sich auf

$$dh = i\,dl = \frac{dQ\,dl}{dF} \cdot \frac{1}{k}$$

und die Kraft

$$dp = dh\,dF = dQ\,dl\,\frac{1}{k} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (54)$$

stellt die Summe aller innerhalb des durchströmten Körperelementes auf die einzelnen Bodenkörner in der Strömungsrichtung ausgeübten Strömungsdrücke dar. Diese Kraft kann als Massenkraft aufgefaßt werden, welche in jedem Punkt eines durchströmten Bodens in der Richtung der Tangente an die Stromlinie wirkt, die durch den betrachteten Punkt hindurchgeht und pro Raumeinheit des Bodens die Stärke

$$p = \frac{dp}{dF\,dl} = \frac{1}{k} \cdot \frac{dQ}{dF} = i \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (55)$$

besitzt. Sie sei im folgenden kurz der Strömungsdruck genannt.

Man nehme nun an, eine prismatische Sandmasse vom Querschnitt F und der Höhe l werde parallel zu ihrer geometrischen Achse in senkrechter Richtung von unten nach oben durchströmt. Nennt man

n das Porenvolumen des Sandes,
$\gamma_1 = 2{\cdot}65$ das mittlere spezifische Gewicht des Kornmateriales und

[152]) Terzaghi, Der Grundbruch an Stauwerken und seine Verhütung. Die Wasserkraft, 1922.

setzt man das spezifische Gewicht des Wassers gleich der Einheit, so beträgt das Einheitsgewicht des Sandes abzüglich des hydrostatischen Auftriebes

$$\gamma = (1 - n)(\gamma_1 - 1) = 1{\cdot}65\,(1 - n) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (56)$$

Für $n = 0{\cdot}5$ (locker gelagerten Sand), $n = 0{\cdot}4$ und $n = 0{\cdot}3$ (dicht gelagerten Sand) ergibt sich $\gamma = 0{\cdot}826$, $0{\cdot}991$ und $1{\cdot}155$. Läßt man die Geschwindigkeit des aufsteigenden Sickerwasserstromes von Null an allmählich anwachsen, so nimmt auch der Strömungsdruck p (Formel 55) zu, bis endlich, bei einem Gefälle

$$p_1 = i_1 = \gamma \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (57)$$

der Strömungsdruck gleich wird dem spezifischen Gewicht des unter Wasser lagernden Sandes. Das Gefälle i_1 sei das kritische Gefälle genannt.

Der Wert von γ liegt, wie erwähnt, zwischen den Grenzen von $0{\cdot}826$ und $1{\cdot}155$ und beträgt im Mittel 1, d. h. das kritische Gefälle i_1 ist etwa gleich der Einheit und die kritische Strömungsgeschwindigkeit etwa gleich der Durchlässigkeitsziffer k. Es frägt sich nun, was geschieht, wenn das Gefälle den kritischen Wert i_1 übersteigt. Die Schwerkraft ist in diesem Augenblick durch den Strömungsdruck aufgehoben. Anderseits ist die Strömungsgeschwindigkeit noch viel zu klein, um ein Aufschweben der Körner zu bewirken. Nach der Formel von Stokes (8) berechnet sich die zum Hochtreiben von Körnern mit Durchmessern von $d = 0{\cdot}01$ und $0{\cdot}1$ *cm* für eine Temperatur von 15° auf $0{\cdot}873$, bzw. $87{\cdot}3$ *cm sec*$^{-1}$. Diese Geschwindigkeiten belaufen sich auf das 50- bis 100fache der Strömungsgeschwindigkeit, welche dem kritischen Gefälle i_1 entspricht. Von einem Aufschweben der Körner kann demnach keine Rede sein und es kommt lediglich zu einer Umlagerung derselben. Wie eingangs erwähnt, ist das Wasser durch das Ineinandergreifen der Körner daran verhindert, streng nach den theoretischen Strömungslinien zu fließen. Sobald nun das Gewicht der Körner durch den Strömungsdruck kompensiert ist, kann das Wasser die Sandkörner zwar nicht durch Hochspülen aus dem Weg räumen, denn dazu ist die Strömungsgeschwindigkeit zu gering; wohl aber kann es durch Drehen und Verschieben der Körner die Sandmasse derart umlagern und auflockern, daß es den theoretischen Stromlinien freier folgen kann als vorher. Es kann die Wasserbahnen strecken, was eine bedeutende Zunahme der Durchlässigkeit zur Folge haben muß. Die Erfahrung lehrt, daß der kritische Strömungsdruck tatsächlich eine Auflockerung des Sandes herbeiführt. Läßt man die Strömungsgeschwindigkeit von Null an wachsen, so bleibt die Durchlässigkeitsziffer des Sandes konstant bis zu dem Augenblick, da man das kritische Gefälle i_1 (Formel 57) erreicht. Die Umlagerung der Körner erfolgt plötzlich, in der ganzen Sandmasse zugleich, wobei Feinteile hochgetrieben und auf der Sandoberfläche abgelagert werden. Die Umlagerung ist stets von örtlichen Sandaufbrüchen begleitet, trotzdem die ganze Sandmasse aufgelockert wird. Die Durchlässigkeitsziffer k_1 der umgelagerten Masse beträgt je nach der Dichte der ursprünglichen Lagerung des Sandes das 1·5- bis 2·0fache von k und bleibt bei weiterer Zunahme des Gefälles konstant. Bei einer nachfolgenden Abminderung des Gefälles unter den kritischen Wert $i_1 = \gamma$ sinkt die Durchlässigkeitsziffer nur um ein geringes unter den Wert k_1. Die Auflockerung der Sandmasse ist daher eine bleibende. Erschütterungen haben auf das kritische Gefälle keinen merkbaren Einfluß.

Um die Richtigkeit der oben entwickelten Formeln auch für den Fall örtlich veränderlicher Strömungsgeschwindigkeit experimentell zu überprüfen, wurde ein Wasserstrom mit einem Überdruck H durch einen mit Sand gefüllten Trichter gesendet. Das Wasser durchströmte den Trichter parallel zu der geometrischen Achse desselben, von unten nach oben. In diesem Fall hat man die Umlagerung der Sandmasse für den Augenblick zu gewärtigen, da der gesamte Strömungsdruck gleich wird dem Gesamtgewicht der Sandmasse. Bezeichnen

k die Durchlässigkeitsziffer des Sandes,
r_1 den Halbmesser der unteren, kleineren,

r_2 jenen der oberen, größeren Grundfläche der kegelstutzförmigen Sandmasse,
d ihre Höhe (Schichtendicke des Sandes),
r den Halbmesser in einer Höhe y über der unteren Grundfläche,
i das Gefälle,
v die Strömungsgeschwindigkeit in dieser Höhe und
Q die gesamte Durchflußmenge pro Zeiteinheit,

so gilt nach Formel 39

$$v = \frac{Q}{r^2 \pi} = i k.$$

Der gesamte Strömungsdruck beläuft sich zufolge Formel 55 auf

$$P = \int_0^d r^2 \pi \, i \, dy = \int_0^d r^2 \pi \, \frac{Q}{k r^2 \pi} dy = \frac{Q}{k} d \quad \ldots\ldots\ldots \quad (58)$$

Um aus dem gesamten Druckhöhenverlust H die Durchflußmenge zu berechnen, bediene man sich der Beziehung

$$H = \int_0^d i \, dy = \frac{Q}{\pi k} \int_0^d \frac{dy}{r^2}$$

Infolge von $y = d \frac{r - r_1}{r_2 - r_1}$ gilt $dy = \frac{d}{r_2 - r_1} dr,$

demnach $H = \frac{Q d}{k \pi (r_2 - r_1)} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{Q d}{k \pi (r_2 - r_1)} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right),$ woraus

$$Q = \frac{H k \pi r_1 r_2}{d}$$

Führt man diesen Wert von Q in die Formel 58 ein, so erhält man

$$P = H \pi r_1 r_2.$$

Das Gewicht der Sandmasse beträgt $G = \frac{1}{3} d \pi (r_1^2 + r_2^2 + r_1 r_2) \gamma.$

Tabelle 28.

Material	Schichtendicke in *cm*	Kritischer Strömungsdruck P_1 in *g* gemessen	Gewicht G des Sandes in *g* [153])	$\frac{P_1}{G}$
Sand 2 . .	5·7	387	339	1·14
Tabelle 29 .	9·5	920	808	1·14
	13·7	1870	1620	1·16

In der Tabelle 28 geben die Werte P_1 die aus der kritischen Druckhöhe H_1 berechneten Strömungsdrücke an, bei denen die Umlagerung des Sandes stattfand und G ist das Gewicht der Sandmasse. Nachdem P_1 gleich G sein sollte, ist der Quotient $P_1 : G$ ein Maß für die Abweichung zwischen Theorie und Versuch.

[153]) Abzüglich hydrostatischen Auftriebes.

b) Das kritische Gefälle des Sandes bei Filterbelastung. Die bei Gefällen von $i < i_1$ beobachtete Konstanz der Durchlässigkeitsziffer zeigt an, daß die zwischen den Bodenkörnern wirksame Reibung hinreicht, um jede, selbst die geringste Strukturveränderung des Sandes bis zu dem Augenblick zu verhindern, da der Strömungsdruck die Schwerkraft zur Gänze aufhebt. Wenn man daher auf der Oberfläche eines von unten nach oben durchströmten Sandprismas eine Last S von bedeutender Wasserdurchlässigkeit, etwa grobes Bleischrott, aufbringt, so muß dies eine Erhöhung des kritischen Gefälles von i_1 (Formel 57) auf i_2 zur Folge haben. Das Gefälle i_2 berechnet sich aus der Beziehung

$$F l i_2 = F l \gamma + S, \text{ hieraus}$$

$$i_2 = \gamma + \frac{S}{F l} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (59)$$

Wenn man die Formel 59 mit der Formel 57 vergleicht, so erkennt man, daß die Last S auf das kritische Gefälle denselben Einfluß hat, wie wenn sie gleichmäßig im Raum $F l$ verteilt wäre und auf diese Weise das spezifische Gewicht des Sandes erhöhte. Je größer dieser Raum $F l$ ist, desto geringer ist die Wirkung von P auf das kritische Gefälle.

Tabelle 29 enthält die Ergebnisse der zur Überprüfung der Formeln 57 und 59 vorgenommenen Versuche. Die Versuche wurden mit dem im 16. Abschnitt, *a*, beschriebenen Zylinder-Filterapparat durchgeführt. Die Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der Versuche mit unbelasteten Sandschichten und den nach Formel 57 berechneten kritischen Gefällen ist eine gute. Das beobachtete Gefälle i_1' ist durchwegs etwas größer als das berechnete Gefälle i_1 (fettgedruckte Werte von $i_1' : i_1$). Bei belasteter Sandfläche ergaben jedoch die Versuche wesentlich größere Werte als die nach Formel 59 berechneten. Die Ursache des Unterschiedes konnte im Versuchsweg ermittelt werden. Sie bestand darin, daß sich der belastete Sand zwischen den Gefäßwänden verspannte, so daß ein beträchtlicher Teil des Strömungsdruckes durch die Wandreibung aufgenommen wurde. Die Verspannung tritt bereits voll in Kraft, wenn die Schichtendicke des Sandes ein Drittel des Gefäßdurchmessers beträgt und wird durch Abklopfen der Seitenwände des Gefäßes nicht aufgehoben.

Die durch Formel 59 ausgedrückte Beziehung verursacht folgende Erscheinung: Wenn man den oberen Teil einer vom Sickerwasser senkrecht von unten nach oben mit gleichförmiger Geschwindigkeit durchströmten Sandschicht durch ein gröberes Material mit gleichem spezifischem Gewicht ersetzt, so nimmt zwar die Durchflußmenge zu, die kritische Druckhöhe bleibt jedoch unverändert. Ähnliche einfache Beziehungen lassen sich ableiten für den Fall, da der Sandkörper aus wagrechten Lagen von verschiedener Durchlässigkeit besteht. Diese Beziehungen sind von praktischer Bedeutung, da die Alluvien der Flüsse zumeist geschichtet sind.

Falls die Strömungsrichtung mit der Schwerkraft einen Winkel bildet, so weicht auch die auf das durchströmende Körperelement wirkende Massenkraft von der Schwerkraft der Richtung nach ab und setzt sich mit ihr zu einer Resultierenden zusammen.

18. Abschnitt.

Der kapillare Aufstieg des Grundwassers.

Der Aufstieg des Wassers aus dem Grundwasserbereich in die Poren einer Sand- oder Bodenmasse ist infolge der unregelmäßigen Weite der Hohlräume eine recht komplexe Erscheinung und der Vorgang kann nur mit Vorbehalt mit dem Aufstieg des Wassers in Kapillarrohrbündeln verglichen werden. Eine ins Detail gehende Theorie der Strömung durch Kapillarröhrchen und durch poröse Körper wurde durch E. W. Washburn[154]) veröffentlicht. Im Folgenden handelt es sich jedoch lediglich

[154]) The Dynamics of Capillary Flow. The Physical Review. March 1921, S. 273.

Tabelle 29.

Nummer	Material	1 Wirksamer Korndurchmesser d_w in *cm*	2 Ungleichförmigkeitsgrad U	3 Porenziffer e	4 Verdichtungsfähigkeit F	5 Relative Dichte D	6 Durchlässigkeitsziffer k in *cm* *sec*$^{-1}$ bei 10° C	7 Spezifisches Gewicht γ der Körner[155])	8 Spezifisches Gewicht des trockenen Sandes bei e	9 Spezifisches Gewicht des Sandes abz. hydr. Auftriebes	10 Schichtendicke in *cm*	11 Auflast[156]) in *g* pro *cm*^{2}	12 Kritisches Gefälle i berechnet	12 Kritisches Gefälle i' gemessen	13 $\frac{i'}{i}$
1	Strandsand, Fig. 1 *d*	0·0116	1·64	0·757	0·550	0·646	0·0118	2·65	1·51	0·94	3·8	–	0·94	0·95	**1·01**
											3·8	3·30	1·81	2·23	1·23
											3·1	6·60	2·68	4·29	1·60
											13·3	3·30	1·19	2·33	1·96
											13·3	6·60	1·44	3·83	2·66
2	Dünensand, Fig. 1 *c* und Fig. 2 *c*	0·0186	1·18	0·547	0·660	0·897	0·0185	2·65	1·71	1·06	6·2	–	1·06	1·10	**1·04**
											5·8	3·30	1·63	2·47	1·52
											5·8	6·60	2·20	4·22	1·92
											5·8	9·90	2·77	5·30	1·91
3	Heller Flußsand mit vorwiegend eckigen Körnern (Quarz, Kalk und verwitterter Feldspat). Gesiebt	0·022	2·04	0·753	0·390	1·00	0·041	2·63	1·50	0·93	1·5	–	0·93	1·15	**1·24**
											3·0	–	0·93	1·13	**1·21**
											6·0	–	0·93	1·16	**1·24**
4	Wie 3)	0·028	2·50	0·697	0·365	1·00	0·061	2·63	1·55	0·96	6·5	–	0·96	0·96	**1·00**
5	Wie 3)	0·064	1·40	0·785	0·151	0·624	0·266	2·63	1·48	0·91	7·2	–	0·92	1·05	**1·14**
6	Etwas lehmiger Flußsand mit vorwiegend eckigen Körnern	0·013	5·84	0·537	0·663	0·902	0·0022	2·63	1·71	1·06	6·2	–	1·06	1·15	**1·08**
											6·4	3·30	1·57	1·60	1·02
											6·4	6·60	2·09	2·30	1·10
											6·4	9·90	2·61	3·74	1·44

[155]) Mit Pyknometer gemessen.
[156]) Schrott-Auflast, abzüglich hydrostatischen Auftriebes.

um die Schaffung einer theoretischen Grundlage für das Verständnis der an Böden beobachteten Erscheinungen und es wird daher bloß auf die wichtigsten, den Verlauf dieser Erscheinungen bestimmenden Faktoren Rücksicht genommen. Der zwischen fester Wand und Wasseroberfläche eingeschlossene Kontaktwinkel wurde bei der Ableitung der Formeln vernachlässigt.

a) Die kapillare Hebung des Grundwasserspiegels. In einer zylindrischen Kapillarröhre mit einem Durchmesser d steigt der Wasserspiegel infolge der Oberflächenspannung des Wassers bis zu einer Höhe

$$h = \frac{4\,T}{\gamma\,g}\,\frac{1}{d} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (60)$$

über das Niveau des freien Wasserspiegels. T bedeutet die Oberflächenspannung des Wassers, γ das spezifische Gewicht desselben und $g = 981\ cm\ sec^{-1}$ die Beschleunigung der Schwerkraft. Die Oberflächenspannung des Wassers nimmt mit zunehmender Temperatur ab, jedoch bei weitem nicht in so hohem Maß, wie die Viskosität. Bei einer Zunahme der Temperatur von 0° auf 30° C verringert sich die Oberflächenspannung des Wassers im Verhältnis 1 : 0·94, die Viskosität hingegen im Verhältnis 1 : 0·45. Die kapillare Steighöhe wird daher nur unbedeutend, die Steiggeschwindigkeit hingegen stark durch die Temperatur beeinflußt. Über die Oberflächenspannung des Wassers in Schlitzen mit einer Weite $< 100\ \mu\mu$ ist derzeit noch wenig bekannt. Aus dem Maximalwert p'_k des Kapillardruckes (14. Abschnitt, *a* und *b*) wurde geschlossen, daß ihr Wert in sehr engen Schlitzen wesentlich größer sein muß, als der normale. In der Natur wird die Oberflächenspannung zuweilen durch kleine, im Boden vorhandene Mengen von Wachs, fetten Ölen und anderen, mit dem Wasser nicht mischbaren Flüssigkeiten wesentlich herabgemindert[157]). Bei einer Temperatur von 10° C beträgt der normale Wert der Oberflächenspannung 75 *Dyn* cm^{-1} und die kapillare Steighöhe beläuft sich auf

$$h\,(\text{in } cm) = \frac{4\,.\,75}{981}\,.\,\frac{1}{d} = \frac{0{\cdot}306}{d} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (60a)$$

Falls das Haarröhrchen nicht zylindrisch ist, sondern Ausbauchungen aufweist, welche durch engere Stellen miteinander verbunden sind, so muß man den Wert d in Formel 60*a* durch einen äquivalenten Durchmesser d_1 ersetzen. Der Wert d_1 bezieht sich auf die Höhe h_1, bis zu welcher das Wasser im Röhrchen emporsteigt. Füllt man hingegen das Haarröhrchen mit Wasser und läßt dann den Wasserspiegel absinken, so hört das Absinken des Wassers bereits bei einer Spiegelhöhe $h'_1 > h$ auf. Die Durchmesser der Hohlräume in Sanden sind mindestens 4 bis 5 mal so weit als jene der Öffnungen, durch welche die Hohlräume miteinander in Verbindung stehen. Wenn daher der Grundwasserspiegel im Sand sinkt, so wird die Höhendifferenz zwischen dem freien Wasserspiegel und der Oberfläche des geschlossenen Porenwassers jedenfalls wesentlich größer sein, als die Höhe, bis zu der sich die Wasseroberfläche im Sand durch Kapillarwirkung über das Niveau des freien Wassers erheben könnte.

Die kapillare Steighöhe des geschlossenen Porenwassers läßt sich durch Beobachtung schwer bestimmen, weil man die Grenze zwischen der Zone des geschlossenen Porenwassers und der Zone der kapillaren Durchfeuchtung nicht wahrnehmen kann. Wohl aber kann man aus der Steiggeschwindigkeit auf die ungefähre Höhenlage der Oberfläche des geschlossenen Porenwassers schließen. Im folgenden bezeichnen:

k die Durchlässigkeitsziffer des Sandes,
ε seine Porenziffer,
h_1 die kapillare Steighöhe des geschlossenen Porenwassers,

[157]) Whitney, Exp. Station Record, 1891, 4., S. 17, nach Ramann, Bodenkunde.

z die Höhenlage des Wasserspiegels nach einer Zeit t, vom Anfang des kapillaren Aufstieges an gerechnet, und

i das Gefälle, mit dem das Porenwasser nach oben strömt.

Die Kraft, mit der das Wasser in die Höhe getrieben wird, ist gleich dem Gewicht einer Wassersäule mit der Höhe $h_1 - z$. Die Arbeit, welche diese Kraft leistet, besteht in der Überwindung der Strömungswiderstände, des Widerstandes gegen das Austreiben der verdrängten Luft und in der Erzeugung der kinetischen Energie, welche dem Wasser beim Aufstieg erteilt wird. Ein Teil dieser Energie wird beim ruckweisen Hochströmen des Wassers durch die unregelmäßig geformten Poren des Sandes verbraucht. Durch eine Überschlagsrechnung kann man sich davon überzeugen, daß der Strömungswiderstand im Verhältnis zu den übrigen Widerständen so bedeutend ist, daß man letztere im Hinblick auf den Zweck unserer Untersuchung vernachlässigen und den Strömungsvorgang in einfacher Weise durch das Gesetz von Darcy beschreiben kann. Nach diesem Gesetz (Formel 39) beläuft sich die Wassermenge, welche pro Zeiteinheit durch die Flächeneinheit des Sandes emporströmt, auf

$$k\,i = k\,\frac{h_1 - z}{z}$$

Ist ε die Porenziffer des Sandes, so erfüllt eine Wasserschicht mit der Dicke 1 die Poren einer Sandschicht mit der Dicke $\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}$. Die Steiggeschwindigkeit des Kapillarwassers beträgt demnach

$$\frac{dz}{dt} = k\,\frac{h_1 - z}{z}\,\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}.$$ Hieraus, durch Integration

$$\frac{k\,t}{h_1}\cdot\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon} = ln\,\frac{h_1}{h_1 - z} - \frac{z}{h_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (61)$$

Wertet man diese Formel ziffernmäßig aus, so erkennt man, daß die Höhe z für Sande mit Korngrößen von mehr als 0·01 *cm* schon nach einer sehr kurzen Zeit t nahezu der kapillaren Steighöhe h_1 gleichkommen muß. Nun beobachtet man bei Versuchen mit solchen Sanden, daß die Feuchtigkeit mit großer Geschwindigkeit bis zu einer gewissen Höhe h_0 empordringt; dann fällt die Steiggeschwindigkeit unvermittelt ab und die weitere Durchfeuchtung des Sandes vollzieht sich im Laufe von mehreren Tagen mit abnehmender Geschwindigkeit. Ein Vergleich zwischen dem beobachteten und dem durch Formel 61 beschriebenen Steigvorgang führte den Verfasser zu dem Schluß, daß die Steighöhe h_0 nahezu mit der Steighöhe h_1 des geschlossenen Porenwasserspiegels identisch sei.

Die mittlere Weite der Hohlräume eines Sandes nimmt ungefähr in geradem Verhältnis mit der dritten Wurzel der Porenziffer ε zu. Infolgedessen sollte auch die kapillare Steighöhe in geradem Verhältnis mit $\varepsilon^{\frac{1}{3}}$ wachsen. Das ist jedoch nicht der Fall. Die Steighöhe hängt offenbar in so hohem Maß vom Grad der Vollkommenheit des Ineinandergreifens der Sandkörner ab, daß man mit Rücksicht auf die beobachteten Erscheinungen genötigt ist, den für die kapillare Steighöhe maßgebenden Durchmesser d_p der Hohlräume in geradem Verhältnis mit ε zunehmen zu lassen. Es gilt demnach

$$d_p = \beta\,d\,\varepsilon \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (62)$$

d bedeutet den wirksamen Korndurchmesser und β eine von der Kornbeschaffenheit abhängige Konstante.

Setzt man den Wert Formel 62 in Formel 60*a* ein, so erhält man

$$h_1\,(\text{in } cm) = \frac{0{\cdot}306}{\beta\,d\,\varepsilon} = \frac{c_1}{d\,\varepsilon} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (60b)$$

Mit diesem Wert von h_1, sowie mit

$$k = \left(\frac{C}{\eta_0}\right) \cdot \left(\frac{\eta_0}{\eta_t}\right) \cdot \left(\frac{n - 0{\cdot}13}{\sqrt[3]{1-n}}\right)^2 d^2 = C_1 d^2 \left(\frac{\eta_0}{\eta_t}\right) \quad \ldots\ldots (43)$$

nimmt die zwischen der Zeit t und der zugehörigen kapillaren Steighöhe z bestehende Beziehung Formel 61 die Form

$$\frac{k\,t}{h_1} \cdot \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon} = ln \frac{h_1}{h_1 - z} - \frac{z}{h_1} = \frac{C_1}{c_1} d^2\, t\,(1+\varepsilon) \frac{\eta_0}{\eta_t} \quad \ldots\ldots (61a)$$

an. Durch die Gleichungen 43 und 61*a* ist die Beziehung zwischen dem Porenvolumen, der Zeit und der kapillaren Steighöhe z festgelegt.

Im Dünensand Tabelle 29 (2), sowie Fig. 2*a* stieg das Wasser bei einer Porenzitfer von $\varepsilon = 0{\cdot}85$ im Laufe von 10′ auf eine Höhe von 4·75 *cm*. Identifiziert man diese Steighöhe auf Grund der oben mitgeteilten Beobachtungen mit der Steighöhe h_1 des geschlossenen Porenwasserspiegels, so erhält man mit $h_1 = 4{\cdot}75$ *cm*, $\varepsilon = 0{\cdot}85$ und $d = 0{\cdot}0186$ *cm* für β mit Hilfe der Formel 60*b* den Wert 4·07. Die Gleichung $\beta = 4{\cdot}07$ besagt, daß sich die wirksame Weite der Hohlräume des Dünensandes bei einer Porenziffer von $\varepsilon = 1{\cdot}00$ (äußerst lockere Lagerung des Sandes) auf das 4·07fache des wirksamen Korndurchmessers beläuft. Mit $\beta = 4{\cdot}07$ ergibt sich nach Formel 60*b* bei einer Porenziffer von $\varepsilon = 0{\cdot}655$ für denselben Sand eine kapillare Steighöhe von

$$h_1 = \frac{0{\cdot}306}{4{\cdot}07 \,.\, 0{\cdot}0186 \,.\, 0{\cdot}655} = 6{\cdot}17\ cm.$$

Beobachtet wurde $h_1 = 6{\cdot}50$ *cm*.

Das Porenvolumen der vom Verfasser untersuchten Sande liegt zwischen den Grenzen von $n = 0{\cdot}5$ und $n = 0{\cdot}33$ ($\varepsilon = 1{\cdot}00$ und $\varepsilon = 0{\cdot}49$). Für den Dünensand beläuft sich der Wert von c_1 nach Formel 60*b* mit dem oben berechneten Wert von $\beta = 4{\cdot}07$ auf $c_1 = \frac{0{\cdot}306}{\beta} = \frac{0{\cdot}306}{4{\cdot}07} = 0{\cdot}0752$. Die einer Porenziffer $\varepsilon = 1{\cdot}00$ entsprechende Durchlässigkeitsziffer ist mit k_{red} identisch. Sie beträgt für den Dünensand nach Tabelle 27 (Kolonne 10) bei einer Temperatur von 10° C $k_{red} = 174\, d^2$. Die Durchlässigkeitsziffer, welche einer Porenziffer von $\varepsilon = 0{\cdot}49$ entspricht, kann mit Hilfe der Formel 43 berechnet werden. Sie beläuft sich auf $k = 42\, d^2$. Der Wert von C_1 liegt demnach zwischen den Grenzen von 174 und 42. Führt man diese Werte in die Gleichung 61*a* ein, so erhält man für den Faktor $\frac{C_1}{c_1}(1+\varepsilon)$ die Grenzwerte

$$\frac{C_1}{c_1}(1+\varepsilon) = 4625 \quad \text{(lockerste Lagerung, } \varepsilon = 1{\cdot}00\text{) und}$$

$$\frac{C_1}{c_1}(1+\varepsilon) = \ 828 \quad \text{(dichteste Lagerung, } \varepsilon = 0{\cdot}49\text{).}$$

In dem rauhkörnigen Sand 5, Tabelle 29, stieg das Wasser bei einer Porenziffer von $\varepsilon = 0{\cdot}93$ im Laufe von 2 Minuten auf eine Höhe von $h_0 = 4{\cdot}00$ *cm*. Hieraus erhält man für β den Wert 1·28. Die Durchlässigkeitsziffer dieses Sandes beläuft sich bei einem Porenvolumen von 0·50, bzw. 0·33 auf $k = 100$, bzw. 24·0 $d^2 \frac{\eta_0}{\eta_t}$. Mit diesen Ziffernwerten ergeben sich für $\frac{C_1}{c_1}(1+\varepsilon)$ in Formel 61*a* die Grenzwerte 839, bzw. 150.

In Fig. 23 wurden die Korngrößen von Schlämmprodukten als Abszissen und die mit Hilfe der Gleichung 61*a* berechneten Steighöhen als Ordinaten aufgetragen, wobei für β und C_1 mittlere Werte angenommen wurden. Die Ordinaten der voll aus-

gezogenen Kurven geben die Steighöhen für $t = 24^h$ und jene der strichpunktierten Kurven die Steighöhen für $t = \infty$ an. Die oberen Kurven entsprechen einer Porenziffer $\varepsilon = 0{\cdot}43$ und die unteren einem Wert $\varepsilon = 1{\cdot}00$. Aus dem Verlauf der Kurven für $t = 24^h$ kann man entnehmen, daß die Höhe, bis zu welcher der Porenwasserspiegel im Laufe von 24^h ansteigt, für Sande mit einem Korndurchmesser von etwa $0{\cdot}02\ mm$ ein Maximum ist. Dieses theoretische Ergebnis steht mit dem durch die strichlierte Linie C_v dargestellten Resultate der Beobachtungen Atterbergs[158]) (Steighöhe des Kapillarwassers für $t = 24^h$) insoferne in gutem Einklang, als auch die Ordinaten dieser Kurve für $d = 0{\cdot}02\ mm$ ein Maximum aufweisen. Bemerkenswert ist das rapide Abfallen der Atterbergschen Kurve C_v für Korngrößen von $d < 0{\cdot}01\ mm$. Es ist wahrscheinlich, daß der Steilabfall durch die bei der Ableitung der Gleichung 61 *a* nicht berücksichtigte Zunahme der Viskosität des Wassers in sehr engen Kapillaren (16. Abschnitt, *f*) verursacht wurde.

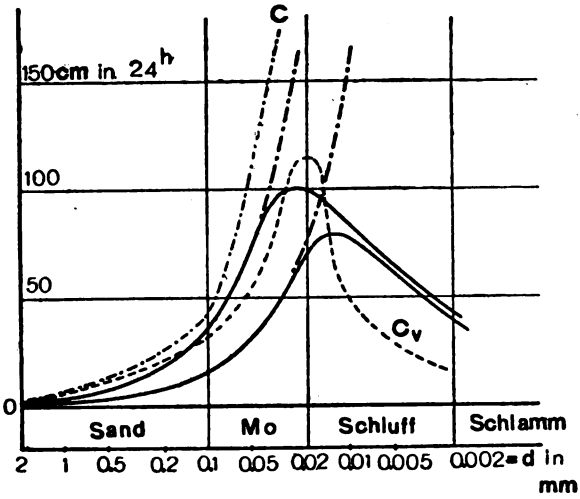


Fig. 23.

Die Ordinaten der strichpunktierten Kurve C geben die von Atterberg beobachteten kapillaren Steighöhen für $t = \infty$ an. Es ist jedoch dem Verfasser nicht bekannt, ob sich die Atterbergschen Ziffern auf die Höhenlage der Oberfläche des geschlossenen Porenwassers (h_1), oder auf jene der oberen Grenze der Zone der kapillaren Durchfeuchtung (h_2) beziehen.

b) Die kapillare Durchfeuchtung und die Heberwirkung offener Sandschichten. Wenn der Zipf eines im Wasser liegenden Tuches über den Rand des Wasserbeckens hängt, so tropft der Inhalt des Wasserbeckens durch den Zipf aus. Das Tuch wirkt wie ein Heber. Veranlaßt durch diese Beobachtung fertigte der Verfasser eine heberartig gebogene Rinne mit V-förmigem Querschnitt an und stellte fest, daß man eine solche Rinne zur langsamen Entleerung eines Gefäßes benützen kann. Das Wasser steigt im einspringenden Winkel der Rinne empor, wobei der Querschnitt der Wassersäule mit zunehmender Höhenlage dieses Querschnittes abnimmt. Die Wassersäule setzt sich über den Scheitel der Rinne nach dem absteigenden Ast derselben fort und das Wasser tropft vom unteren Ende dieses Astes ab.

Das Hochsteigen des Wassers in der schlitzförmigen Rinne läßt sich mit dem Vorgang vergleichen, bei welchem sich in einer Sandmasse kapillare Wassersäulchen über die Oberfläche des geschlossenen Porenwassers erheben und auf diese Weise den Sand durchfeuchten, ohne seine Poren zur Gänze auszufüllen. Versuche haben gezeigt, daß die Dicke $h_2 - h_1$ der Durchfeuchtungszone ebenso wie die kapillare Steighöhe h_1 des geschlossenen Porenwassers für Materialien mit ähnlicher Kornform etwa in umgekehrtem Verhältnis mit dem wirksamen Korndurchmesser zunimmt und von derselben Größenordnung ist wie die Steighöhe h_1. Die obere Grenze der kapillaren Durchfeuchtung befindet sich daher in einer Höhe von $h_2 \doteq 2\,h_1$ (Formel 60) über dem Spiegel des freien Wassers.

Nach den eingangs erwähnten Beobachtungen über die Heberwirkung von Rinnen wäre zu erwarten, daß auch eine Sandschicht als Heber wirken könne, soferne sie zwei

[158]) Nach Ramann, Bodenkunde.

Grundwasserbereiche mit verschiedenem Grundwasserstand über einen wasserundurchlässigen Sattel hinweg verbindet, dessen Scheitel (Satteloberfläche) unterhalb der oberen Grenze der kapillaren Durchfeuchtung des Sandes der oberen Haltung liegt. Diese Vermutung wird durch die Ergebnisse der Beobachtungen W. W. Mc. Laughlins[159]) bestätigt. Mc. Laughlin bediente sich bei seinen Versuchen einer hölzernen, mit Erde gefüllten und an ihren Enden durch Metallsiebe abgeschlossenen Röhre mit einer Länge von 3 bis 6 *m* und einem quadratischen Querschnitt von 25 auf 25 *cm*. Die Röhre bildete mit der Wagrechten einen Winkel von 15 bis 45°. Das obere, hakenförmig nach unten gebogene Ende derselben tauchte in ein mit Wasser gefülltes Becken. Im Laufe von 21 Tagen war das Wasser aus dem Becken bis an das untere Ende der Erdsäule vorgedrungen und weitere 3 bis 4 Tage später tropfte es bereits durch das Metallsieb aus der Röhre.

Falls der wasserdichte Kern eines Erddammes nicht bis zur Dammkrone reicht, kann die Heberwirkung der lockeren, die Krone des Dammes bildende Erdmasse zur Versumpfung des am talseitigen Fuß des Dammes gelegenen Geländes führen.

19. Abschnitt.

Die Verdunstung des Bodenwassers an der Oberfläche tonreicher Schichten.

Die erdbaumechanische Bedeutung der Geschwindigkeit, mit der das Wasser an der Oberfläche wasserdurchtränkter Bodenschichten verdunstet, besteht darin, daß diese Geschwindigkeit den Verlauf der durch Verdunstung des Porenwassers bewirkten Verfestigung tonreicher Sedimente in hohem Maß beeinflußt. In tonreichen Böden mit nicht gekrümelter, pflanzenfreier Oberfläche steigt das Wasser infolge der Kleinheit der Bodenporen unter allen Umständen bis an die Oberfläche empor, so daß die letztere mit der Oberfläche des geschlossenen Porenwassers identisch bleibt bis zu dem Zeitpunkt, da die Oberschicht infolge Austrocknung die Schrumpfgrenze erreicht und Luft in das Innere des Bodens gelangt. Um die Beziehung festzustellen, welche zwischen dem Wassergehalt des Tones und der Verdunstungsgeschwindigkeit besteht, wurden einige aus Tonteig angefertigte Prismen zugleich mit einer freien Wasseroberfläche der Verdunstung ausgesetzt und die Gewichtsabnahme der Prismen beobachtet. Kurve A_I, Fig. 24*a*, stellt die Beziehung zwischen der Zeit und der aus dem Wassergehalt berechneten Porenziffer[160]) für ein aus dem Ton I (Tabelle 19) mit einer ursprünglichen Porenziffer von $\varepsilon_0 = 1{\cdot}51$ hergestelltes, bei Zimmertemperatur trocknendes Prisma dar; Kurve A_I' entspricht einem Prisma aus demselben Material, jedoch mit einer ursprünglichen Porenziffer von $\varepsilon_0 = 0{\cdot}81$ und Kurve A_v einem Prisma aus Schlamm V. Kurve A_w gibt die Beziehung zwischen der Zeit und der verdunsteten Wassermenge für die freie Wasseroberfläche an. In Fig. 24*b* wurden die auf die Verdunstungsgeschwindigkeit des Wassers, d. h. auf die pro Zeit- und Flächeneinheit verdunstende Wassermenge als Einheit bezogenen Verdunstungsgeschwindigkeiten des Kapillarwassers der Probekörper als Funktionen der Porenziffer e dargestellt. Diese Verdunstungsgeschwindigkeiten seien als relative Verdunstungsgeschwindigkeiten bezeichnet. Auf jeder Kurve ist die Plastizitätsgrenze (P), die Schrumpfgrenze (S) und der durch einen Vergleich zwischen Wasserverlust und zugehöriger Volumsänderung (5. Abschnitt, *e*) ermittelte Punkt W vermerkt, bei welchem die Luft in das Innere des Prismas zu dringen begann. Zum Vergleich wurde in das Diagramm Fig. 24*b* auch

[159]) Capillary Syphoning through soils. Eng. News-Rec. Nov. 11. 1920, p. 933.

[160]) Selbstverständlich kann von einer Identität zwischen der wahren und der aus dem Wassergehalt berechneten Porenziffer bloß bis zu dem Punkt die Rede sein, da Luft in das Innere des Prismas dringt. Nach Überschreitung dieses Punktes ist die berechnete Porenziffer lediglich ein Maß für das Verhältnis zwischen dem Rauminhalt des Wassers und jenem der Trockensubstanz.

die Kurve C_{IV} (strichliert) für die relative Verdunstungsgeschwindigkeit des blauen Tones IV aufgenommen.

Aus den Schaulinien Fig. 24*b* geht hervor, daß die relative Verdunstungsgeschwindigkeit für sämtliche Bodenarten bis zur Plastizitätsgrenze nahezu konstant und etwa um 10% größer ist als jene für eine freie Wasseroberfläche[161]). Nach Überschreitung der Plastizitätsgrenze nimmt die Verdunstungsgeschwindigkeit merklich ab. Der Verfasser führt diese Erscheinung auf die bei der Plastizitätsgrenze merkbar werdende molekulare Bindung des Wassers zurück, welche sich bei Strömungsvorgängen in einer Zunahme der Viskosität (16. Abschnitt, *f*) und, wie es scheint,

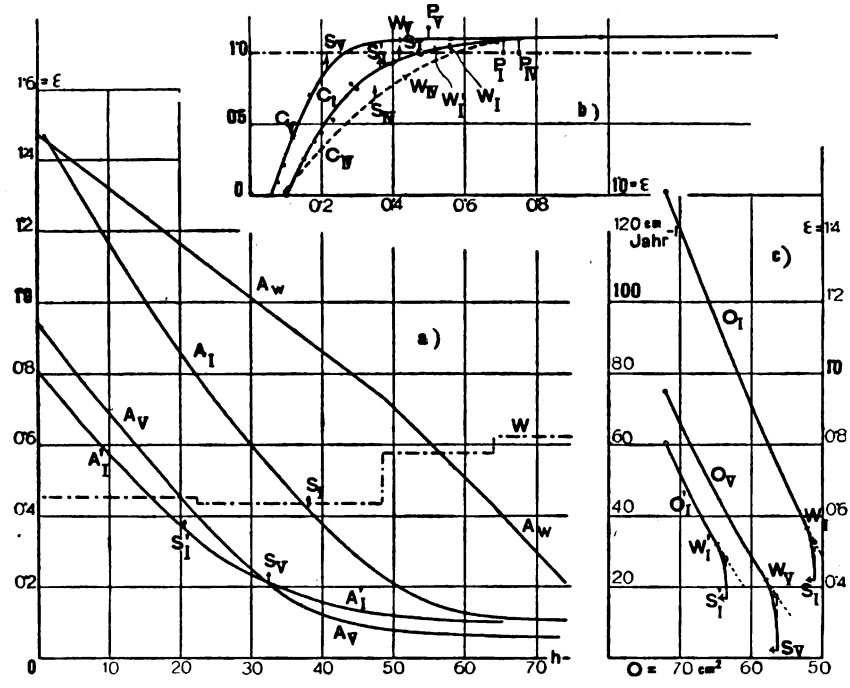


Fig. 24.

auch in einer Zunahme der Oberflächenspannung des Kapillarwassers (14. Abschnitt, *a*) äußert. Hervorzuheben ist der Umstand, daß die Kurven der relativen Verdunstungsgeschwindigkeit an der Schrumpfgrenze keinen Bruchpunkt aufweisen, trotzdem sich in der Nachbarschaft dieser Grenze, bei den Punkten *W*, Fig. 24*b*, die Verdunstungsoberfläche von der Außenseite der Prismen nach dem Inneren derselben zurückzieht. In feuchter Luft nehmen die Prismen schon an der Schrumpfgrenze hygroskopisch Wasser auf.

Oberhalb der Plastizitätsgrenze betrug die auf das Jahr als Zeiteinheit umgerechnete Verdunstungshöhe infolge der hohen Zimmertemperatur etwa 50 bis 70 *cm*. In der Natur hängt die Verdunstungsgeschwindigkeit in hohem Maß von der Temperatur, der Luftfeuchtigkeit, den Windverhältnissen, der Bodenneigung, der Bodenfarbe usw. ab, so daß man selbst bei genauer Kenntnis der örtlichen Verhältnisse bestenfalls eine rohe Einschätzung der jährlichen Verdunstungshöhe bewerkstelligen kann. Temperatur und Luftfeuchtigkeit bestimmen das „Sättigungsdefizit" der Luft, d. h. den Unterschied zwischen der Dampfmenge, welche die Luft unter den

[161]) Auch nach Haberlandt geht die Verdunstung an der Oberfläche einer wasserdurchtränkten Bodenschicht rascher vor sich, als an einer freien Wasseroberfläche.

gegebenen Verhältnissen enthalten könnte und jener, welche sie tatsächlich enthält. Tabelle 30 vermittelt eine Vorstellung von dem Einfluß des Sättigungsdefizites auf die Verdunstungsgeschwindigkeit. Lösliche Salze setzen die Verdunstungsgeschwindigkeit

Tabelle 30[162]).

Relative Luftfeuchtigkeit in %[163])	Temperatur in Grad Celsius	Verdunstungshöhe in *cm* pro Jahr
84	10·7	8·8
84	12·0	14·6
84	17·0	18·3
74	17·6	34·0
79	17·7	22·6
89	17·0	13·9
91	17·2	9·1

für die von ihnen imprägnierten Böden herab. Der außerordentlich bedeutende Einfluß des Windes geht u. a. aus den von Hensele an 30 *cm* starken Schichten gründlich durchnäßten Materiales durchgeführten Versuchen hervor. (Tabelle 31.)

Tabelle 31[164]).

Bodenbeschaffenheit	Beschaffenheit des Windes	Verdunstungshöhe in *cm* pro Jahr bei einer Windgeschwindigkeit					
		0	3	6	9	12 *m*	pro Sek.
Quarzsand	—	20	265	400	482	563	bei 17 bis 17·5°
	kalter Wind (12°)	—	—	—	—	542	
	warmer Wind (40°)	—	—	—	—	1780	
Lehmkrümel	feuchter Wind	—	—	412	—	—	
	trockener Wind	—	—	788	—	—	

Sobald sich die Verdunstungsoberfläche infolge Austrocknung der Oberschichte in das Innere des Bodens zurückzieht, wird die Verdunstungsgeschwindigkeit obendrein zu einer Funktion der Strukturform, welche sich in der lufthältigen Deckschicht herausbildet. In heißen, trockenen Gegenden entstehen in dieser Deckschicht Schrumpfrisse. In feuchten, gemäßigten Klimaten nimmt die periodisch vom Regen durchnäßte Oberschicht unter dem Einfluß des Pflanzenwuchses und der niederen Tierwelt Krümelstruktur an, so daß sie in hydrologischer Hinsicht eine vom gewachsenen Boden grundsätzlich verschiedene Masse darstellt. In den verhältnismäßig großen Hohlräumen des gekrümelten Bodens kann das Wasser frei zirkulieren. An den Böschungen mancher Einschnitte rieselt zur Regenzeit von der oberen Grenze des nichtgekrümelten Bodens Wasser über die Böschung, so daß der gewachsene Boden als undurchlässige Unterlage eines Grundwasserträgers erscheint. Nach einer Regenperiode kann die Verdunstung im gewachsenen Boden erst dann einsetzen, nachdem die gekrümelte Oberschicht bereits eine gründliche Entwässerung und Durchlüftung erfahren hat.

[162]) Masure, Forsch. Agrik.-Physik., 4, S. 136, nach Ramann, Bodenkunde, 3. Aufl., 1911, S. 351.

[163]) Die Menge des vorhandenen Wasserdampfes im Verhältnis zu den im Zustand der Sättigung in der Luft enthaltenen.

[164]) Hensele, Forsch. d. Agrik.-Physik, 1893, S. 311, nach Ramann, Bodenkunde, 3. Aufl., S. 352. Verdunstung an der wagrechten Oberfläche einer 30 *cm* starken, sehr wasserreichen Bodenschicht.

20. Abschnitt.

Das thermodynamische Gleichnis für den zeitlichen Verlauf der hydrodynamischen Spannungserscheinungen.

Der Begriff der hydrodynamischen Spannungserscheinungen wurde am Eingang des IV. Hauptstückes erläutert. Am sinnfälligsten äußert sich die Wirkung der hydrodynamischen Spannungen in der Langsamkeit, mit welcher sich eine im Wasser abgelagerte Schlammschichte setzt.

Der einzige Versuch, den zeitlichen Verlauf des Setzungsvorganges rechnerisch zu behandeln, wurde von Ph. Forchheimer[165]) unternommen. „Wenn der Schlamm eine gewisse Dicke erreicht hat, ist der Vorgang nicht mehr als Niedersinken vereinzelter Flocken, sondern als Aufwärtsfließen von Wasser durch eine Schlammschicht aufzufassen. Das Wasser wird dabei stets durch dieselbe Kraft — das Übergewicht der gesamten Schlammasse — emporgetrieben." Die vom Verfasser zur Überprüfung der Forchheimerschen Formeln vorgenommenen Versuche haben jedoch gezeigt, daß zwischen den Ergebnissen der Rechnung und jenen der Messung gar keine Übereinstimmung besteht. Die Ursache der Abweichungen liegt in dem Umstand, daß Forchheimer bei der Ableitung seiner Formeln den vollen Wert des Übergewichtes der absinkenden Masse als treibende Kraft eingeführt hat. Die Formeln beschreiben daher bloß das Anfangsstadium des Vorganges in zufriedenstellender Weise. Dieses Anfangsstadium könnte man als zunehmende Konzentration der Suspension bezeichnen. Sobald jedoch der aus einer Suspension abgesetzte Schlamm auf dem Boden des Wasserbeckens eine zusammenhängende Masse bildet, d. h. sobald die niedersinkenden Flocken sich einander so weit genähert haben, daß sie miteinander in mechanische Wechselwirkung treten, so kommt zu den beiden Faktoren der Schwerkraft und der Flüssigkeitsreibung, welche bis dahin ausschließlich den Sedimentierungsprozeß beherrscht haben, noch ein dritter Faktor hinzu: Die Druckübertragung von Flocke auf Flocke. Infolge dieser Druckübertragung kommt die Schlammasse in den Zustand der Eigenspannung und setzt einer weiteren Verdichtung einen Widerstand entgegen, ähnlich dem Widerstand fester, dem Hookeschen Gesetz nur unvollkommen gehorchender Körper gegen Zusammendrückung. In dieser Tatsache liegt der wesentliche Unterschied zwischen der Zunahme der Konzentration einer Suspension unter dem Einfluß des Eigengewichtes der Teilchen und der Verdichtung des bereits abgesetzten, daher spannungsfähigen Schlammes unter dem Einfluß des Eigengewichtes. Als Beispiel für das Zusammenwirken von Schwerkraft, Flüssigkeitsreibung und Kompressionswiderstand sei zunächst ein verhältnismäßig einfacher Sonderfall behandelt.

a) Räumlich-zeitlicher Verlauf der verdichtenden Wirkung einer Druckerhöhung und das thermodynamische Gleichnis. Kurve C_p, Fig. 26*a*, stellt den auf empirischem Weg ermittelten Hauptast des Druck-Porenzifferdiagrammes für einen tonreichen, luftfreien Boden dar (Gleichung 24). Die Kurve C_k gibt die Beziehung zwischen der Porenziffer ε und der Durchlässigkeitsziffer k an (Gleichung 51). Die Oberfläche einer unter Wasser befindlichen Schichte des durch die Kurven C_p und C_k beschriebenen Bodens mit der Dicke h sei mit p_0 pro Flächeneinheit belastet. Die Unterlage, auf welcher die Bodenschicht ruht, sei wasserundurchlässig und die seitliche Ausdehnung der belasteten Schicht durch starre Umgrenzung verhindert. Steigert man den Einheitsdruck p_0 um p_1, so nimmt nach Fig. 26*a* die Porenziffer, bzw. der Wassergehalt des Materiales von ε_0 auf ε_1 und die Durchlässigkeitsziffer von k_0 auf k_1 ab. Hiebei wird, unter dem Einfluß des Zusatzdruckes p_1, Wasser aus der Masse gequetscht und der Vorgang kann erst dann als beendigt betrachtet werden, wenn der Wassergehalt der Masse auf das dem Druck $p_0 + p_1$ entsprechende Maß ε_1 gesunken ist. Gefragt wird nach dem zeitlichen Verlauf des Vorganges.

[165]) Hydraulik, pag. 494.

Es wird angenommen, daß der Zusatzdruck p_1 verhältnismäßig klein sei. In diesem Fall kann man die Strecke $P_0 P_1$ der Kurve C_p durch die Tangente T_p und die von k_0 auf k_1 abnehmende Durchlässigkeitsziffer durch einen Mittelwert k ersetzen. Bei der Steigerung des Druckes von p_0 auf $p_0 + p$ ändert sich der Wassergehalt des Tones pro Volumseinheit der Trockensubstanz um

$$\varepsilon - \varepsilon_0 = -\frac{\varepsilon_0}{p_2} p = -a p \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (63)$$

oder, bei einer unendlich kleinen Zunahme des Druckes, um

$$d\varepsilon = -a\, dp \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (63a)$$

Nachdem die Porenziffer zugleich den Wassergehalt q der Masse pro Raumeinheit der Trockensubstanz angibt, so gilt auch

$$dq = -a\, dp \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (63b)$$

a sei die Verdichtungsziffer genannt. Ihr Wert kann bloß für verhältnismäßig kleine Druckintervalle als konstant betrachtet werden, denn er ist eine Funktion des Druckes p.

Um die mathematische Behandlung des Verlaufes der hydrodynamischen Spannungserscheinungen zu vereinfachen, sei ein für allemal vereinbart, daß die Raumeinheit des Bodens durch ein Prisma gegeben sei, welches eine Grundfläche von 1 cm^2 und eine solche Höhe besitzt, daß sich sein Inhalt an Trockensubstanz auf 1 cm^3 beläuft. Diese Höhe beträgt $1 + \varepsilon$ und wird als Längeneinheit in die Rechnung eingeführt. Läßt man, wie dies in Hinkunft stets geschehen soll, die Richtung der langen Hauptachse des Prismas mit der Richtung des Druckes, bzw. der Porenwasserströmung zusammenfallen, so ist die Länge der Längeneinheit in dieser Richtung veränderlich und ihre wahre Länge beträgt $1 + \varepsilon$. Man operiert gewissermaßen mit den Dimensionen, welche der Bodenkörper nach vorhergegangener Verdichtung auf eine Porenziffer $\varepsilon = 0$ besitzen würde.

Die Einführung einer Längeneinheit mit veränderlicher Länge wirkt auch auf den Begriff der Durchlässigkeitsziffer zurück. In Übereinstimmung mit der die Länge der Längeneinheit betreffenden Festsetzung gibt die Durchlässigkeitsziffer in den nachfolgenden Untersuchungen die Wassermenge an, welche pro Zeiteinheit bei einer Druckhöhendifferenz von 1 cm durch 1 cm^2 der Grundfläche einer Materialschicht mit der wirklichen Dicke von $1 + \varepsilon$ hindurchtritt. Das Verfahren erscheint fremdartig. Es ist jedoch seinem Wesen nach identisch mit der Gepflogenheit, in der Wärmetheorie die infolge der Temperaturänderungen auftretenden Längenänderungen nicht zu berücksichtigen. Es bietet den Vorteil, daß sich die zur Lösung der partiellen Differentialgleichungen erforderlichen Grenzbedingungen einfach gestalten und daß der aus der Annahme eines Mittelwertes für die Durchlässigkeitsziffer herrührende Fehler geringer wird.

Durch eine in der Tiefe $h - z$ (Fig. 26b) befindliche Bodenlamelle von der Dicke dz tritt das gesamte, im Bereich 0 bis z ausgequetschte Wasser hindurch. Das Zustandekommen dieser Strömung erfordert ein Gefälle, d. h. eine Differenz zwischen dem unterhalb, bzw. oberhalb der Lamelle im Porenwasser herrschenden hydrostatischen Überdruck w. Für $z = h$ ist der hydrostatische Überdruck gleich Null. In einer Tiefe $h - z$ ist er offenbar gleich der Differenz zwischen der auf die Materialoberfläche wirkenden Einheitsbelastung $p_0 + p_1$ und dem Druck $p_0 + p$, welcher in einer Tiefe von $h - z$ von Bodenteil auf Bodenteil nach unten hin übertragen wird. Es gilt demnach

$$w = p_1 - p \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (64)$$

Bezeichnet Q die in der Tiefe $h - z$ pro Zeiteinheit durch die Flächeneinheit des Durchflußquerschnittes nach oben strömende Wassermenge, so beträgt das zur Erzeugung der Strömung erforderliche Gefälle nach dem Gesetz von Darcy (Formel 39)

$$i = \frac{Q}{k} = -\frac{dw}{dz} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (65)$$

Das Andauern des Wasseraustrittes bei konstant bleibender Belastung $p_0 + p_1$ beweist, daß der im Innern der Schicht herrschende Druck p abnimmt; denn bliebe dieser Druck konstant, so könnte sich auch der Wassergehalt des Materials nicht verändern und die Porenwasserströmung würde nicht stattfinden. Die im Zeitelement dt in der Tiefe $h - z$ erfolgende Zunahme des in der Masse herrschenden Druckes $p_0 + p$ um dp bewirkt zufolge Formel 63 im Bereich $z + dz$ eine Zunahme der Durchflußmenge um

$$\frac{dQ}{dz} = a\,\frac{dp}{dt} = -\,a\,\frac{dw}{dt} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (66)$$

worin $\frac{dp}{dt}$ die Zunahme des in der Tiefe $h - z$ herrschenden Druckes $p_0 + p$ pro Zeiteinheit bedeutet. Der Wert Q ist durch Formel 65 gegeben und die Differentialgleichung des Strömungsvorganges lautet demnach

$$\frac{k}{a}\,\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = \frac{\partial w}{\partial t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (67)$$

Diese Gleichung ist mit der Grundgleichung der Theorie der nichtstationären, geradlinigen Fortpflanzung der Wärme durch isotrope Medien identisch. Diese Tatsache lenkt die Aufmerksamkeit auf die Beziehungen, welche zwischen dem Spannungsausgleich in tonreichen Böden und dem Wärmeausgleich in örtlich erhitzten oder abgekühlten Körpern bestehen. Die Strömung der Wärme ist ebenso wie die Strömung des Wassers durch das Vorhandensein eines Gefälles bedingt. Die stationäre Wärmeströmung entspricht der stationären Grundwasserströmung. Erfolgt die Wärmeströmung parallel zur Z-Achse und bezeichnen

T die Temperatur des Körpers,

W die Wärmemenge, welche pro Zeiteinheit durch die Flächeneinheit der Querschnittsfläche hindurchtritt und

r den Wärmeleitungskoeffizienten,

so ist das Temperatursgefälle i durch die Gleichung

$$i = \frac{W}{r} = -\frac{dT}{dz} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (68)$$

gegeben. Falls sich die Temperatur im Innern des Körpers im Verlauf des Vorganges ändert, so ändert sich auch sein Wärmeinhalt und die an einem Körperelement ein- und austretenden Wärmemengen sind einander nicht mehr gleich. Der Vorgang ist als nichtstationäre Wärmeströmung zu bezeichnen. Bedeuten

U den Wärmeinhalt des Körpers pro Raumeinheit und

c die spezifische Wärme,

so gilt bekanntlich

$$dU = c\,dT \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (69)$$

Vergleicht man die Formeln 68 und 69 mit den Formeln 65 und 63 *b*, so erkennt man, daß der Übergang von den Problemen der Theorie der nichtstationären Wärmeströmungen zu jenen der Theorie der hydrodynamischen Spannungen durch folgende Substitution bewerkstelligt werden kann:

Wärmegehalt U = Wassergehalt q
Spezifische Wärme c = Verdichtungsfaktor a
Temperatur T = hydrostatischer Überdruck im Porenwasser w und
Wärmeleitungskoeffizient r = Durchlässigkeitsziffer k.

Es bestehen ferner zwischen den aufgezählten physikalischen Größen folgende Übereinstimmungen:

Thermodynamik	Hydraulik der Tone
A) Die spezifische Wärme nimmt mit zunehmendem Wärmeinhalt zu.	*A*) Der Verdichtungsfaktor nimmt mit zunehmendem Wassergehalt zu.
B) Der Körper zieht sich bei abnehmendem Wärmeinhalt zusammen.	*B*) Der Ton schrumpft mit abnehmendem Wassergehalt.

Die in der Theorie der hydrodynamischen Spannungen als Maß für die Länge festgesetzte Einheit entspricht in der Theorie der Wärmeströmung der Längeneinheit eines Körpers mit der Temperatur von absolut Null.

Die eingangs aufgeworfene Frage nach dem Verlauf der durch Drucksteigerung hervorgerufenen zusätzlichen Verdichtung einer tonreichen, wasserdurchtränkten Bodenschicht entspricht in mathematischer Hinsicht folgendem thermodynamischen Problem: Die Oberseite einer unendlich ausgedehnten, ebenflächig begrenzten Platte mit der Dicke h (bei einer Temperatur von absolut Null gemessen) und der Temperatur $w = p_1$ werde auf 0 Grade herabgesetzt, während die Unterseite derselben gegen Wärmeausstrahlung isoliert ist. Der Wärmeleitungskoeffizient des Materiales beträgt k und die spezifische Wärme desselben a. Um die Behandlung des Problems zu vereinfachen, kann man diese Platte als obere Hälfte einer Platte mit der Dicke $2h$ auffassen, welche ihren Wärmeinhalt durch beide Oberflächen in einen Raum mit einer Temperatur von Null Graden ausstrahlt. Damit schaltet man eine von den Grenzbedingungen, welchen die Lösung der Differentialgleichung genügen muß, aus. Der Strömungsvorgang in der belasteten Bodenschicht ist demnach identisch mit jenem in einer Bodenschicht von der Dicke $2h$, deren Unter- und Oberseite durchlässig ist.

Setzt man in der Gleichung 67 $\frac{k}{a} = c$ und führt für den hydrostatischen Überdruck w den Wert $w = p_1 - p$ (Formel 64) ein, so geht sie über in

$$c \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{\partial p}{\partial t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (70)$$

Wählt man ferner den Ursprung des Koordinatensystems derart, daß die Oberseite dieser Schicht die Ordinate $2h$ aufweist und der Druck $p_0 + p_1$ einer Abszisse von Null entspricht, so lauten die Grenzbedingungen für die Lösung der Gleichung 70 wie folgt:

$$p = f(z) = -p_1 \text{ für } t = 0 \text{ und sämtliche Werte von } 2h > z > 0 \ldots (71)$$
$$p = 0 \text{ für } z = 0 \text{ und sämtliche Werte von } t \ldots\ldots\ldots\ldots (72)$$
$$p = 0 \text{ für } z = 2h \text{ und sämtliche Werte von } t \ldots\ldots\ldots\ldots (73)$$

Die Gleichung 70 ist linear und homogen, mit konstanten Koeffizienten. Die Lösung erfolgt mit Hilfe des Satzes, daß jeder Ausdruck, welcher aus einer Summe von beliebigen Vielfachen einer Teillösung gebildet wird, ebenfalls eine Lösung der Gleichung darstellt. Man ermittelt demnach zunächst Teillösungen, welche den einfachsten Grenzbedingungen entsprechen und setzt dann aus diesen Teillösungen Ausdrücke zusammen, welche auch den komplizierteren Grenzbedingungen Genüge leisten. Die einfachsten Grenzbedingungen sind jene, welche den Druck für einen bestimmten Ort und einen bestimmten Zeitpunkt angeben. Eine bekannte, für unsere Zwecke geeignete Teillösung der Differentialgleichung lautet

$$p = C_1 e^{c_1 t + c_2 z}$$

C_1, c_1 und c_2 bedeuten Konstante. Setzt man diesen Wert von p in Gleichung 70 ein, so erkennt man, daß er die Gleichung für sämtliche Werte von c_2 befriedigt, falls

$$c_1 = c\, c_2^2$$

Nimmt man außerdem an, daß $c_2 = \pm i\, c_3$

worin i die imaginäre Einheit $(\sqrt{-1})$ darstellt, und führt diesen Wert von c_2 in den obigen Gleichungen ein, so kommt man zu den Beziehungen

$$p = C_2\, e^{-c c_3^2 t}\, e^{i c_3 z} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (74)$$

bezw.

$$p = C_3\, e^{-c c_3^2 t}\, e^{-i c_3 z} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (75)$$

Da nun

$$e^{\pm i c_3 z} = \cos c_3 z \pm i \sin c_3 z$$

so erhält man durch passende Wahl von C_2 und C_3 und durch Addieren, bzw. Subtrahieren der Gleichungen 74 und 75 die Teillösungen

$$p = e^{-c c_3^2 t} \cos c_3 z \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (76)$$

bezw.

$$p = e^{-c c_3^2 t} \sin c_3 z \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (77)$$

Die Gleichung 77 genügt der Grenzbedingung 72 für jeden beliebigen Wert von c_3. Ersetzt man in dieser Gleichung den Wert c_3 durch den Ausdruck $\frac{n\pi}{2h}$, worin n eine beliebige ganze Zahl darstellt, so erfüllt sie auch die Grenzbedingung 73. Um einen Ausdruck zu finden, der obendrein der Bedingung 71 entspricht, bilde man mit Hilfe der partikulären Lösung 77 die Reihe

$$p = a_1 e^{-\frac{c\pi^2 t}{4h^2}} \sin\frac{\pi z}{2h} + a_2 e^{-\frac{4c\pi^2 t}{4h^2}} \sin\frac{2\pi z}{2h} + \ldots. + a_n e^{-\frac{n^2 c\pi^2 t}{4h^2}} \sin\frac{n\pi z}{2h} \ldots\ldots (78)$$

Diese Reihe befriedigt zunächst bloß die Grenzbedingungen 72 und 73. Für $t = 0$ geht sie über in

$$p = a_1 \sin\frac{\pi z}{2h} + a_2 \sin\frac{2\pi z}{2h} + \ldots.. + a_n \sin\frac{n\pi z}{2h}$$

Die Koeffizienten $a_1, a_2 \ldots a_n$ dieser Reihe lassen sich nun derart bestimmen, daß der Gesamtwert p der Reihe gleich $-p_1$ wird, womit auch die Grenzbedingung 71 erfüllt wäre. Führt man diese Bestimmung nach der Methode der Fourierschen Reihen durch, so erhält man für die Koeffizienten $a_1, a_2 \ldots a_n$ die Werte

$$a_n = -\frac{p_1}{h}\int_0^{2h} \sin\frac{n\pi z}{2h}\, dz$$

und die Reihe 78 wird zu

$$p = -\frac{p_1}{h}\sum_{n=1}^{n=\infty}\left[e^{-\frac{n^2 c\pi^2 t}{4h^2}} \sin\frac{n\pi z}{2h}\int_0^{2h}\sin\frac{n\pi z}{2h}\, dz\right]$$

Nach erfolgter Integration geht dieser Ausdruck über in

$$p = -\frac{4p_1}{n\pi}\sum_{n=1}^{n=\infty}\left[e^{-\frac{n^2 c\pi^2 t}{4h^2}} \sin\frac{n\pi z}{2h}(1-\cos n\pi)\right] \ldots\ldots (79)$$

Nachdem der Koordinatenanfangspunkt vereinbarungsgemäß einem Druck $p_0 + p_1$ entspricht, so beläuft sich der im Boden zu einem gegebenen Zeitpunkt in einer Höhe z herrschende Druck auf

$$q = p_0 + p_1 + p = p_0 + p_1\left\{1 - \frac{4}{n\pi}\sum_{n=1}^{n=\infty}\left[e^{-\frac{n^2 c\pi^2 t}{4h^2}} \sin\frac{n\pi z}{2h}(1-\cos n\pi)\right]\right\}$$

Der Wert der mit geradstelligen Ziffern n behafteten Glieder der Reihe beläuft sich infolge von $(1 - \cos 2n\pi) = 0$ auf Null. Der Ausdruck lautet demnach

$$q = p_0 + p_1 \left[1 - \frac{4}{\pi} \sin \frac{\pi z}{2h} e^{-\frac{c\pi^2 t}{4h^2}} - \frac{4}{3\pi} \sin \frac{3\pi z}{2h} e^{-\frac{9c\pi^2 t}{4h^2}} - \right.$$

$$\left. - \ldots\ldots\ldots \frac{4}{(2n+1)\pi} \sin \frac{(2n+1)z}{2h} e^{-\frac{(2n+1)^2 c\pi^2 t}{4h^2}} \right] \quad \ldots \quad (80)$$

Mit zunehmendem Wert von t nimmt der Wert von q zu und der Wassergehalt der Schicht ab. Verhindert man nun, nach Ablauf einer Zeit t_1, die weitere Zunahme der Zusammendrückung, indem man z. B. die Lage des Kolbens, der den Druck $p_0 + p_1$ ausübt, festlegt, so tritt der Vorgang in eine neue Phase. Der Wasserinhalt der Schicht bleibt von diesem Zeitpunkt angefangen unverändert, während der auf die Druckfläche wirkende Gegendruck der Bodenprobe nunmehr mit der Zeit kleiner wird und einem Grenzwert p_∞ zustrebt. Diese Zustandsänderung spielt sich ausschließlich im Inneren der Masse ab und entspricht dem adiabatischen Temperaturausgleich, der sich in einer ungleichmäßig erhitzten, gegen Wärmeausstrahlung geschützten Platte vollzieht. Der Ausgangszustand (Wärmeverteilung für $t = t_1$) ist durch die Werte p festgelegt, welche die Gleichung 79 für $t = t_1$ und verschiedene Werte von z liefert. Die an der Oberfläche der Platte herrschende Temperatur nimmt mit der Zeit von Null auf $w = p_1 - p_\infty$ zu, die Temperatur der Plattenunterseite nimmt ab und die Grenzbedingungen für die Lösung der Differentialgleichung 70 lauten:

$$p = f(z) \text{ für } t = t_1, \text{ nach Gleichung 79} \quad \ldots \quad (81)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \text{ für } z = 0 \text{ und sämtliche Werte von } t \quad \ldots \quad (82)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \text{ für } z = 2h \text{ und sämtliche Werte von } t \quad \ldots \quad (83)$$

Die Grenzbedingungen 82 und 83 werden durch die partikuläre Lösung 76 mit $c_3 = \frac{n\pi}{2h}$ erfüllt und die vollständige Lösung erfolgt durch Reihenentwicklung, wie für das erste Stadium des oben behandelten Vorganges.

Beispiel. Eine auf undurchlässigem Boden ruhende Schlammschichte habe nach erfolgter Sedimentierung unter dem Einfluß einer Dauerbelastung von $p_1 = 4$ *kg* pro *cm*² eine Verdichtung bis auf eine Porenziffer von $\varepsilon_0 = 0{\cdot}54$ erfahren. Die Mächtigkeit der Schichte belaufe sich in diesem Stadium auf 20 *m* und die Beschaffenheit des Materiales stimme ungefähr mit jener des Schlammes V, Tabelle 19, überein. Die Belastung der Schlammoberfläche werde nun von 4 *kg* pro *cm*² auf 5 *kg* pro *cm*² gesteigert. Die Last sei durchlässig, so daß die überschüssige Porenwassermenge ungehindert nach oben hin entweichen kann, und bedecke die gesamte Oberfläche der Schicht. Gefragt wird nach dem zeitlichen Verlauf des Verdichtungsvorganges. Die vom Eigengewicht des Schlammes herrührenden Drücke sollen in der Rechnung vernachlässigt werden, nachdem sie im Verhältnis zu $p_0 = 4$ *kg* pro *cm*² klein sind. Gegeben sind, nebst den physikalischen Konstanten des Schlammes, das Druck-Porenziffer- und das Porenziffer-Durchlässigkeitsziffer-Diagramm.

Aus dem Druck-Porenzifferdiagramm wird entnommen, daß die Porenziffer des Schlammes bei einer Gesamtbelastung von 5 *kg* pro *cm*² $\varepsilon = 0{\cdot}52$ beträgt. Die Durchlässigkeitsziffer nimmt bei einer Herabminderung der Porenziffer von 0·54 auf 0·52 von $3{\cdot}4 \cdot 10^{-7}$ auf $2{\cdot}6 \cdot 10^{-7}$ *cm* min^{-1} ab und beläuft sich daher für ein Porenzifferintervall von 0·54 bis 0·52 im Mittel auf $3{\cdot}0 \cdot 10^{-7}$ *cm* min^{-1} oder auf 0·158 *cm* Jahr^{-1}. Die wahre Länge der Längeneinheit beträgt vor Aufbringung der Zusatzbelastung $1 + \varepsilon_0 = 1{\cdot}54$ und nach einer Zeit $t = \infty$, d. h. nach erfolgter Auswirkung der Zusatzbelastung, $1 + \varepsilon_1 = 1{\cdot}52$ *cm*. Ihre mittlere Länge ist demnach $\frac{1{\cdot}52 + 1{\cdot}54}{2} = 1{\cdot}53$ *cm*.

Die auf das reduzierte Längenmaß bezogene mittlere Durchlässigkeitsziffer hat den Wert

$$k = \frac{0{\cdot}158}{1{\cdot}53} = 0{\cdot}103 \; cm \; \text{Jahr}^{-1}.$$

Die reduzierte Dicke der Schlammschichte beläuft sich auf

$$h = \frac{2000}{1{\cdot}53} = 1300 \; cm.$$

Die Verdichtungsziffer berechnet sich nach Formel 63 aus der durch die Zusatzbelastung $p_1 = 1000\,g$ pro cm^2 bewirkten Abnahme der Porenziffer von 0·54 auf 0·52 mit

$$a = -\frac{0{\cdot}52 - 0{\cdot}54}{1000} = 0{\cdot}00002 \; cm^5 \, g^{-1}$$

Der Wert der Konstanten c in Formel 70 beläuft sich auf

$$c = \frac{k}{a} = \frac{0{\cdot}103}{0{\cdot}00002} = 5150 \; cm^{-4} \, g \; \text{Jahr}^{-1}$$

Führt man die oben ermittelten Werte $h = 1300\ cm$ und $c = 5150\ cm^{-4}\,g\ \text{Jahr}^{-1}$ in Formel 80 ein, so erhält man einen Ausdruck, in dem bloß die Größen t und z veränderlich sind. Durch diesen Ausdruck ist die im Schlamm herrschende Spannungsverteilung für jeden beliebigen Zeitpunkt t festgelegt. In Fig. 26*d* wurden die den Werten $t = 1$, 10 und 20 Jahre entsprechenden Spannungsverteilungen durch voll ausgezogene Kurven dargestellt.

Das Beispiel zeigt, daß die Verdichtung selbst bei einem kolloidarmen Material von der Art des Schlammes V nur langsam in die Tiefe dringt. Für einen kolloidreichen, in seiner Zusammensetzung an den gelben Ton I, Tabelle 19, erinnernden Schlamm wurde gefunden, daß sich die Drucktiefenkurve für $t = 10$ Jahre ungefähr mit der Drucktiefenkurve für $t = 1$ Jahr in Fig. 26*d* deckt.

Fig. 26*d* läßt erkennen, daß die Zusatzbelastung in den ersten Stadien des Verdichtungsvorganges fast zur Gänze durch den Strömungsdruck des Porenwassers aufgenommen wird. Sie schwimmt demnach gewissermaßen auf dem noch unverdichteten Teil der Bodenschicht.

b) Das thermodynamische Gleichnis für die wichtigsten hydrodynamischen Spannungserscheinungen.

A) Fig. 25 stellt den Schnitt durch einen mit plastischem Ton gefüllten Kastenfangdamm dar. Nachdem der Druckhöhenverlust bei wagrechter Durchströmung des Systems in der Holzverschalung sehr gering ist im Vergleich zu dem Druckhöhenverlust, welcher im Ton auftritt, kann man annehmen, daß die linke Seitenfläche der Tonmasse mit dem Wasser in direkter Berührung stehe, während an der rechten Seitenfläche das Porenwasser verdunstet.

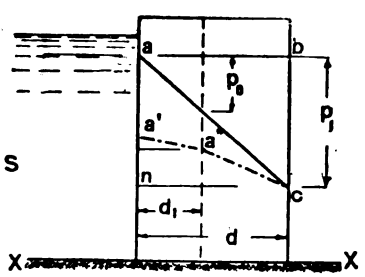


Fig. 25.

Im zeitlichen Verlauf des Strömungsvorganges, welcher nach erfolgter Herstellung des Dammes in den Poren des Kasteninhaltes einsetzt, lassen sich zwei Stadien unterscheiden. Im ersten Stadium ändert sich die Strömungsgeschwindigkeit mit der Zeit und mit dem Ort (nicht stationäres Stadium), im zweiten ist die Strömung stationär. Der Übergang vom nicht stationären in das stationäre Stadium gestaltet sich in der Praxis wie folgt: Der Kasten wird mit zähplastischem Ton gefüllt. Beläuft sich das Druckäquivalent der Konsistenzform des Tones im Zeitpunkt $t = 0$, d. h. unmittelbar vor der Einfüllung des Tones in den Kasten, auf p_0, so herrscht im Porenwasser des Tones in diesem

Zeitpunkt ein vom Ort unabhängiger hydrostatischer Unterdruck von der Größe $w_0 = -p_0$ und das Porenwasser befindet sich im Zustand der Ruhe. Wenn man nun den Ton in den Kasten einfüllt und die Baugrube leerpumpt, so läßt sich der Zustand, in dem sich der Ton nunmehr befindet, folgendermaßen kennzeichnen: An der Berührungsfläche zwischen dem Stauwasser und dem Fangdamm ist der Kapillardruck und mit ihm der im Porenwasser des Tones herrschende hydrostatische Unterdruck dauernd gleich Null. Der wasserseitige Abschnitt der Füllung schwillt. Das zwischen dem Stauspiegel und dem Pumpensumpf bestehende Gefälle verursacht eine Sickerung quer durch den Fangdamm. Bei vollkommen homogener Beschaffenheit der Kastenfüllung (Abwesenheit makroskopischer Hohlräume) ist die Sickerwassermenge verschwindend klein im Vergleich zu der Wassermenge, welche bei trockenem, warmem Wetter an der Grubenseite des Fangdammes verdunstet. Infolgedessen nimmt der Wert des im Porenwasser herrschenden hydrostatischen Unterdruckes im landseitigen Abschnitt der Kastenfüllung zu; das zur Verdunstung gelangende Wasser wird gewissermaßen aus dem Ton herausgesaugt und der Ton erfährt im Verdunstungsbereich eine Verdichtung. Die mit der Änderung der Konsistenzform (Schwellung an der Wasserseite und Verdichtung an der Landseite) verbundene Wasserversetzung ist nicht stationär, weil sich mit der Konsistenzform auch die im Ton herrschenden Gefällsverhältnisse mit der Zeit ändern.

Sobald sich jedoch der Wassergehalt des Tones in jedem Punkt der Kastenfüllung den geänderten hydrostatischen Druckverhältnissen angeglichen hat, liegt keine Veranlassung zu einer zeitlichen Änderung der Gefällsverhältnisse mehr vor und mit der Stabilisierung der Gefällsverhältnisse wird auch der Strömungsvorgang stationär. Nachdem sich die Porenziffer des Tones in diesem Stadium in keinem Teil des Kasteninhaltes mehr ändert, wird die gesamte, an der Luftseite des Dammes verdunstende Wassermenge durch den Tonkörper hindurch aus dem Stauraum S angesaugt und der Strömungsvorgang kann nunmehr mit der stationären Strömung der Wärme quer durch eine Mauer mit der Dicke d und dem Wärmeleitungskoeffizienten k verglichen werden. Die gleichmäßig gedachte Anfangstemperatur der Mauer beläuft sich auf $w_0 = -p_0$ und das Wärmegefälle wird dadurch hervorgerufen, daß man die Temperatur der linken Außenseite der Mauer dauernd auf Null und jene der rechten dauernd auf $w_1 = -p_1$ erhält, wobei $p_1 > p_0$.

Beim weiteren Ausbau des Vergleiches muß man die Änderung berücksichtigen, welche der Wassergehalt der Kastenfüllung im Laufe des ersten Stadiums erfahren hat. Bei der Berechnung dieser Änderung hat man von der Verdichtungs- bzw. von der Schwellziffer des Tones auszugehen. Die Verdichtungsziffer a_1 gibt nach Abschnitt *a* die Wassermenge an, um welche sich der auf die Raumeinheit der Trockensubstanz bezogene Wassergehalt des Tones bei einer Steigerung des im Ton herrschenden Druckes p um die Druckeinheit vermindert. Als Schwellziffer a_2 sei im folgenden die Wassermenge bezeichnet, um welche der bezogene Wassergehalt des Tones bei einer Verminderung des Druckes um die Druckeinheit zunimmt. Der Wert a_2 hängt ebenso wie der Wert a_1 vom Wert p ab und kann aus dem Verlauf der Schwellkurve in ähnlicher Weise abgeleitet werden, wie der Wert a_1 aus dem Hauptast des Druck-Porenziffer-Diagrammes. (Siehe Absatz *a*.) Die Verdichtungsziffer a_1 entspricht nach Absatz *a* der spezifischen Wärme der Körper für Temperaturabnahme. In Übereinstimmung damit gibt die Schwellziffer a_2 die spezifische Wärme der Körper für Temperaturzunahme an. Nachdem die Schwellkurve wesentlich flacher verläuft als der Hauptast (siehe z. B. Fig. 14*a*, Schwellkurve A_I' und Hauptast A_I), so ist die Schwellziffer a_2 wesentlich kleiner als die einem gleichen Druck p zugeordnete Verdichtungsziffer a_1. Im thermodynamischen Gleichnis stellt demnach der Inhalt des Kastens eine Masse dar, deren spezifische Wärme für Temperaturzunahme wesentlich kleiner ist als für Temperaturabnahme. Dieser Sachverhalt kommt besonders klar in den graphischen Darstellungen des stationären Strömungsvorganges zum Ausdruck. Die der Porenzifferkurve entsprechende Wärmeinhaltskurve weist an

jener Stelle[166]) einen Bruchpunkt auf, an welcher die Temperatur des durchströmten Körpers der Anfangstemperatur $w_0 = -p_0$ desselben gleichkommt. Dasselbe gilt von der Schaulinie des Temperaturgefälles, weil die dem Wärmeleitungskoeffizienten entsprechende Durchlässigkeitsziffer des Tones nach Fig. 22*a* (Kurven C') eine stetige Funktion der Porenziffer bzw. des Wassergehaltes darstellt. Links vom Bruchpunkt hat die Anfangstemperatur der Mauer im Laufe des ersten Stadiums eine Erhöhung und rechts von ihm eine Verminderung erfahren.

Vernachlässigt man den Umstand, daß die Durchlässigkeitsziffer des Tones von der Wasserseite des Kastens nach der Landseite zu kleiner wird, und nimmt, wie dies im nachfolgenden Zahlenbeispiel geschehen soll, bei der rechnerischen Behandlung des stationären Zustandes für die Schwellziffer, Verdichtungsziffer und die Durchlässigkeitsziffer Mittelwerte an, so erscheint die Schaulinie der Wärmeinhalte im Diagramm als gebrochene Linie ($a'\ a''\ c$, Fig. 25) und jene des Temperaturgefälles als Gerade ($a\ c$).

Beispiel. Ein Kastenfangdamm von 160 *cm* Weite werde mit dem Ton I, Tabelle 19, gefüllt. Das Druck-Porenziffer-Diagramm des Materiales sei durch Fig. 14*a* (Schaulinien A_I und A_I') und das Porenziffer-Durchlässigkeitsziffer-Diagramm durch Fig. 22 (Kurve C_I') gegeben. Die Porenziffer des Tones belaufe sich nach erfolgter Füllung des Kastens auf 0·82, wobei die während der Füllung stattfindende Schwellung bereits berücksichtigt wurde.

Die mittlere Länge $1 + \varepsilon$ der reduzierten Längeneinheit (siehe S. 141) kann mit hinreichender Genauigkeit dem Wert $1 + 0{\cdot}82 = 1{\cdot}82\ cm$ gleichgesetzt werden. Die reduzierte Dicke des Fangdammes beträgt demnach $d = 160 : (1 + 0{\cdot}82) = 88\ cm$. Die Durchlässigkeitsziffer beläuft sich bei einer Porenziffer von $\varepsilon = 0{\cdot}82$ auf $1{\cdot}4 \,.\, 10^{-7}\ cm\ min^{-1}$ oder auf 0·0737 *cm* pro Jahr und ihr reduzierter Wert auf $0{\cdot}0737 : 1{\cdot}82 = 0{\cdot}0404\ cm\ Jahr^{-1}$. Falls bei anhaltender Trockenheit das Wasser an der Luftseite des Dammes mit einer Geschwindigkeit von $v = 18\ cm$ pro Jahr verdunstet, stellt sich allmählich ein stationärer Strömungszustand ein. Für das Gefälle i, mit dem das Wasser aus dem Stauraum quer durch die Tonmasse nach der Verdunstungsoberfläche strömt, gilt nach Formel 39 und infolge des Umstandes, daß die mittlere Durchlässigkeitsziffer nach Eintritt des stationären Zustandes wesentlich kleiner ist als k,

$$i > \frac{v}{k} \quad \text{oder} \quad i > \frac{18}{0{\cdot}0404} = 445$$

Der im stationären Stadium auf die Verdunstungsoberfläche wirkende Kapillardruck berechnet sich mit

$$p_1 = i\ d \quad \text{oder} \quad p_1 > 445 \,.\, 88 = 39200\ g\ cm^{-2} = 39{\cdot}2\ kg\ cm^{-2}$$

Dieser Druck ist kleiner als das Druckäquivalent $p_k \doteq 100\ kg$ pro cm^2 der Schrumpfgrenze des Tones I, womit sein Zustandekommen gewährleistet ist. Falls hingegen die Rechnung einen Wert von $p_1 > p_k$ geliefert hätte, so wäre aus diesem Ergebnis zu schließen, daß sich der an der Verdunstungsoberfläche der Kastenfüllung wirksame Kapillardruck unter den gegebenen Verhältnissen nicht auf den berechneten Wert p_1, sondern auf p_k beläuft, denn p_k stellt den Maximalwert des Druckes dar, welchen die Oberflächenspannung des Wassers auf den luftfreien Abschnitt eines Tonlagers auszuüben imstande ist. Dieser Druck p_k sei im folgenden kurz als Schrumpfdruck bezeichnet. Sobald[166a]) der Kapillardruck im Laufe der Herausbildung des stationären Zustandes an der Luftseite den Wert p_k

[166]) In Wirklichkeit rückt diese Stelle während des ersten Stadiums zunächst gegen die Landseite des Dammes vor und bewegt sich in einer späteren Phase desselben Stadiums gegen die Wasserseite zurück. Diesen Umstand hat der Verfasser im Interesse der Übersichtlichkeit der Darstellung vernachlässigt.

[166a]) Die weitere Steigerung des Druckes von p_k auf den absoluten Maximalwert p_k' des Kapillardruckes (Formel 30*b* und Tabelle 21) kann sich bloß in dem bereits ausgetrockneten Teil einer Tonschicht vollziehen und kommt für die Beurteilung der unterhalb der Oberfläche des zusammenhängenden Porenwassers herrschenden Druckverhältnisse nicht in Betracht.

erreicht, zieht sich die Verdunstungsoberfläche in das Innere des Tones zurück und es bildet sich an der Luftseite der Kastenfüllung eine feste Kruste. Die Kruste wirkt gewissermaßen als Isolierschicht gegen Austrocknung. Die Verdunstungsgeschwindigkeit nimmt infolgedessen vom Augenblick der Krustenbildung angefangen ab, während der Kapillardruck nunmehr konstant bleibt. (Siehe Punkt *B* dieses Absatzes.) In unserem Fall unterbleibt wegen $p_1 < p_k$ die Krustenbildung.

Das Druckäquivalent einer Porenziffer $\varepsilon = 0{\cdot}82$ beläuft sich für den Ton I auf $p_0 = 2\ kg$ pro cm^2. (Siehe Hauptast A_1, Fig. 14.) Auf Grund dieser Ziffer sowie der vereinfachenden Annahme, daß die mittlere Durchlässigkeitsziffer des Tones im Laufe des ersten Stadiums keine Änderung erfahren habe, berechnet sich die Entfernung zwischen der Wasserseite und der Grenze von Schwellung und Austrocknung (Punkt a'', Fig. 25) mit

$$d_1 = d\,\frac{p_0}{p_k} < 88\,.\,\frac{2}{39{\cdot}2} = 4{\cdot}48\ cm$$

Es erfahren demnach trotz der unmittelbaren Berührung zwischen Wasser und Ton höchstens $4{\cdot}48 : 88 = 5{\cdot}1\%$ der Füllmasse eine Schwellung, $94{\cdot}9\%$ derselben hingegen eine Verdichtung.

Die im folgenden aufgezählten Probleme beziehen sich auf Strömungsvorgänge, welche sich mit der Zeit ändern (nicht stationäre Strömung).

B) An der Oberfläche einer homogenen, auf undurchlässiger Unterlage ruhenden Tonschicht mit der reduzierten Dicke h und der Porenziffer ε_0 setze im Zeitpunkt $t = 0$ die Verdunstung ein (Fig. 29). Der Vorgang, welcher zu der Verdichtung der Masse aus dem Zustand lockerster Lagerung auf ε_0 geführt hat, sei stets im selben Sinn verlaufen (Verdichtung durch stetige Steigerung der Belastung) und das Druckäquivalent p_0 der Porenziffer ε_0 sei so groß, daß man das Eigengewicht des Tones im Vergleich dazu vernachlässigen kann. Gefragt wird nach dem zeitlichen und dem örtlichen Verlauf der durch die Verdunstung herbeigeführten Verdichtung.

Das thermodynamische Gegenstück zu diesem Problem besteht in der Berechnung der Wärmeströmung durch eine unendlich ausgedehnte Platte, deren Unterseite isoliert ist, während die Oberseite eine bestimmte, der verdunstenden Wassermenge entsprechende Wärmemenge Q pro Zeit- und Flächeneinheit an den Raum abgibt. Der Wert von Q ist für jeden Zeitpunkt des Abkühlungsprozesses gegeben und die Ausgangstemperatur (Temperatur für $t = 0$) beläuft sich für jeden Punkt der Platte auf $w_0 = -p_0$. Verlegt man den Koordinatenanfangspunkt in die Plattenunterseite, so lauten die Grenzbedingungen für die Lösung der Differentialgleichung:

$$\left.\begin{array}{l} \text{Für } t = 0 \text{ und sämtliche Werte von } 0 < z < h\text{:}\quad w_0 = -p_0 \ \ldots \\ \text{Für } z = 0 \text{ und sämtliche Werte von } t\text{:}\quad \dfrac{\partial w}{\partial z} = 0 \ldots\ldots\ldots \\ \text{Für sämtliche Werte von } t < t_1\text{:}\quad -a\int_0^h \dfrac{\partial w}{\partial t}\,dz = Q \ldots\ldots \\ \text{Für } z = h \text{ und sämtliche Werte von } t < t_1\text{:}\quad Q = -k\,\dfrac{\partial w}{\partial z} \ldots \end{array}\right\} \ldots (84)$$

In diesen Ausdrücken bedeuten k den Wärmeleitungskoeffizienten (= Durchlässigkeitsziffer) der Masse, a die der mittleren Verdichtungsziffer Formel 63*b* entsprechende spezifische Wärme des Plattenmateriales, und t_1 den Zeitpunkt, da der Wassergehalt des Tones an der Tonoberfläche die Schrumpfgrenze und der Kapillardruck den Wert des Schrumpfdruckes erreicht. Die physikalische Bedeutung dieses Zeitpunktes geht aus folgender Betrachtung hervor:

Aus der Differentialgleichung 67 läßt sich mit Hilfe der Grenzbedingungen 84 die zu jedem Zeitpunkt an der Oberfläche der Schicht herrschende Temperatur, bzw. der im Porenwasser herrschende Unterdruck $w = f(t)$ berechnen. Infolge von $w = -(p_0 + p_1)$ gibt der hydrostatische Unterdruck den an der Oberfläche des Schlammes herrschenden Kapillardruck an. Sobald nun der Kapillardruck nach Ablauf einer Zeit t_1 den Wert p_k des Schrumpfdruckes erreicht, kann er nicht mehr zunehmen. Sein Wert bleibt fortan konstant, wogegen die Verdunstungsgeschwindigkeit Q, deren Größe den Verlauf des Prozesses bis zum Zeitpunkt $t = t_1$ beherrscht hat, zu einer Funktion des Kapillardruckes wird. Damit tritt der Vorgang in ein neues Stadium und die Grenzbedingungen 84 müssen durch folgende Zusatzbestimmungen abgeändert werden:

$$\left.\begin{array}{l}\text{Für } z = h \text{ und sämtliche Werte von } t > t_1\text{:} \quad w = -p_k = \text{konstant} \\ \text{Für } t = \infty \text{ und sämtliche Werte von } z\text{:} \quad w = -p_k = \text{konstant}\end{array}\right\} \quad \ldots \quad (84a)$$

Infolge dieser Zusatzbestimmungen ist die in den Gleichungen 84 vorkommende Größe Q für $t > t_1$ nicht mehr als gegeben, sondern als veränderlich zu betrachten.

Der Zustand des thermodynamischen Modells erfährt im Zeitpunkt $t = t_1$ folgende Änderung: Die Temperatur der Plattenoberfläche bleibt vom Zeitpunkt t_1 angefangen konstant und die Wärmemenge Q, welche die Platte pro Zeit- und Flächeneinheit an den Außenraum abgibt, kann nicht mehr nach Belieben reguliert werden, sondern sie ist durch die Temperatur der Oberfläche sowie durch die im Zeitpunkte t_1 im Inneren der Platte herrschende Temperaturverteilung eindeutig bestimmt.

C) Die wagrechte Oberfläche einer Tonschicht werde vom Wasser überflutet. Das Druckäquivalent der ursprünglichen Konsistenzform des Tones belaufe sich auf p_0.

Die im Absatz *a* mathematisch behandelte, durch Steigerung der Belastung der Oberfläche einer Tonschicht von p_0 auf $p_0 + p_1$ bewirkte zusätzliche Verdichtung des Tones hat sich im thermodynamischen Gleichnis als Abkühlung der Oberseite einer unendlich ausgedehnten Platte um $w_1 = -p_1$ unter die gleichförmig gedachte Anfangstemperatur dieser Platte dargestellt. Im Gegensatz dazu entspricht die Überflutung der Oberfläche einer unter dem Einfluß eines Kapillardruckes p_0 stehenden Tonschicht der plötzlichen Erhitzung der nicht isolierten Oberfläche einer solchen Platte von $w = -p_0$ (Anfangstemperatur der Plattenmasse) auf $w = 0$. Nachdem die Überflutung einen Schwellprozeß auslöst, entspricht die spezifische Wärme der Platte nicht der Verdichtungs-, sondern der Schwellziffer des Tones.

D) Fig. 30*a* stellt den Querschnitt durch eine Schlammschicht dar, welche mit einer Geschwindigkeit von g Trockengewichtsteilen Schlammes pro Flächen- und Zeiteinheit abgesetzt wird. Man wünscht den zeitlichen Verlauf des Verdichtungsvorganges zu erfahren, welcher sich in der Schlammschicht unter dem Einfluß des Eigengewichtes abspielt.

Nach einer Zeit t befindet sich die Oberfläche der Schlammschichte in einer Höhe h über dem undurchlässig gedachten Boden des Absatzbeckens, wobei h unserer Festsetzung (Seite 141) gemäß nicht die wahre, sondern die auf $\varepsilon = 0$ reduzierte Dicke der Schlammschicht angibt. Bedeutet γ das um den hydrostatischen Auftrieb verminderte Gewicht einer Raumeinheit der Trockensubstanz des Schlammes, so gilt

$$h = \frac{g}{\gamma + 1}\, t$$

In der Höhe z (Fig. 30*a*) über der Unterlage der Schlammschicht beträgt das um den hydrostatischen Auftrieb verminderte Gesamtgewicht der Auflast $(h - z)\gamma$ Gewichtseinheiten pro Flächeneinheit. Von dieser Auflast wird ein Teil p durch Vermittlung der Trockensubstanz des Schlammes nach unten übertragen, während der andere Teil $w = (h - z)\gamma - p$ durch den hydrostatischen Überdruck im Poren-

wasser, bzw. durch den Strömungsdruck aufgenommen wird, welchen das Porenwasser auf seinem Weg aus der Tiefe $h - z$ nach der Schlammoberfläche auf die Schlammteilchen ausübt. Im thermodynamischen Gleichnis entspricht dieser Überdruck der Differenz zwischen der an der Oberfläche ($z = h$) und der in einer Tiefe von ($h - z$) unter der Oberfläche der Modellplatte herrschenden Temperatur. Es sei nun angenommen, daß der Sedimentierungsprozeß aufhöre, sobald die reduzierte Dicke der Schlammschicht den Wert $h = h_1$ erreicht hat. Die Dicke der Schicht bleibt nunmehr konstant, während der im Porenwasser herrschende hydrostatische Überdruck abnimmt. Für $t = \infty$ gilt $w = 0$ und $p = \gamma (h - z)$ für sämtliche Werte von $0 < z < h_1$.

Nachdem die durch Drucksteigerung hervorgerufene Änderung des Wasserinhaltes pro Raumeinheit der Trockensubstanz nach Formel 63*b* durch das Produkt ap gegeben ist und der in einer Tiefe $h - z$ im Schlamm herrschende Druck im Zeitpunkt $t = \infty$ den Wert $p = \gamma (h_1 - z)$ annimmt, so stellt das Dreieck $a\,o\,b$, Fig. 30*a*, bei geeigneter Wahl des Maßstabes die gesamte Wassermenge dar, welche im Zeitraum $t = 0$ bis $t = \infty$ aus einer bis zur Höhe h_1 aufgeschütteten und dann sich selbst überlassenen Schlammschicht herausgepreßt wird. Unterbricht man den Sedimentierungsvorgang bereits bei einer Schichtendicke h, so ist die Menge des im Laufe des gleichen Zeitraumes aus dem Schlamm tretenden Wassers durch die Fläche des Dreieckes $b\,c\,d$ gegeben, während die Wassermenge $0\,d\,c\,c'$ für immer im Schlamm verbleibt. Faßt man den Wassergehalt als Wärmeinhalt auf, so stellt der in der Schicht bei einer Schichtendicke h dauernd in der Schicht verbleibende Wassergehalt $0\,d\,c\,c'$ einen Wärmeüberschuß dar und nachdem die Temperatur für $t = \infty$ in allen Teilen der Schicht dieselbe ist, kann man sagen: Je größer der Wert von h, desto niedriger ist die Temperatur, welche in der Schicht nach Eintritt des stationären Zustandes herrscht.

Der Nullpunkt der Temperaturskala kann beliebig gewählt werden. Er sei in den Koordinaten-Anfangspunkt O (Fig. 30*a*) verlegt. Unter dieser Voraussetzung lautet das thermodynamische Gleichnis des Vorganges wie folgt: Eine Säule, deren zylindrische Umfangsfläche und deren Basis gegen Wärmeausstrahlung isoliert ist, wird mit einer Geschwindigkeit von $g : (\gamma + 1)$ in den Raum emporgebaut. Die Anfangstemperatur des untersten Säulenelementes ist $O\,b = \gamma h_1$. Die Anfangstemperatur w der neu hinzukommenden Säulenelemente ist durch die Gleichung $w = \gamma (h_1 - h)$ bestimmt und nimmt infolgedessen mit zunehmender Säulenhöhe ab. Nun ist Vorsorge getroffen, daß die Temperatur der jeweiligen, wärmeausstrahlenden Oberfläche des oberen Säulenendes im Falle der Unterbrechung des Bauvorganges (d. h. für h = konstant) dauernd auf der Höhe der Anfangstemperatur des letzthinzugekommenen Säulenelementes erhalten wird. Oder, mit anderen Worten, die Säule wächst in einen Raum empor, dessen Temperatur w nach oben hin nach dem Gesetz $w = \gamma (h_1 - h)$ abnimmt. Nachdem die Anfangstemperatur der Säulenelemente von unten nach obenhin abnimmt, stellt die Säule einen Wärmespeicher dar, der seinen Wärmeinhalt durch das obere Säulenende in den Raum ausstrahlt.

In Fig. 30*a* geben die Abszissen der Kurve $c\,e$ die Temperaturen an, welche in der Säule in dem Augenblick herrschten, da die Säule eine Höhe h erreicht hat. Stellt man schon in diesem Stadium den Bauvorgang ein, so bleibt die Temperatur des oberen Säulenendes dauernd auf der Temperatur $w_0' = \gamma (h_1 - h)$ des obersten Säulenelementes und die Kurve $c\,e$ wird immer steiler, bis sie nach einer Zeit $t = \infty$ in die senkrechte Gerade $c\,d$ übergeht. In diesem Endstadium beläuft sich die Temperatur in jedem Punkt der Säule auf $w_0' = \gamma (h_1 - h)$.

In dem geschilderten Vorgang lassen sich zwei aufeinanderfolgende Stadien unterscheiden. Das erste Stadium erstreckt sich vom Zeitpunkt des Baubeginnes ($t = 0$) bis zu dem Zeitpunkt $t_1 = \dfrac{h_1 (\gamma + 1)}{g}$, da die Säule die Höhe h_1 erreicht hat.

Im zweiten Stadium gleichen sich die in der Säule herrschenden Temperaturdifferenzen bei unveränderter Höhe der Säule aus, indem die Temperatur im Inneren der Säule allmählig auf die Temperatur des oberen Säulenendes sinkt. Mathematisch wird das erste Stadium des Vorganges (von $t = 0$ bis $t = t_1$) durch die partielle Differentialgleichung 67 beschrieben; hiezu kommen folgende Grenzbedingungen:

$$\left.\begin{aligned} &h = \left(\frac{g}{\gamma + 1}\right) t \\ &\text{Für } z = h \text{ und } t = \frac{h(\gamma+1)}{g}: \quad w = \gamma (h_1 - h) \\ &\text{Für } z = 0: \quad \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (85)$$

Für die im Zeitpunkt $t = t_1$, d. h. an der Grenze zwischen dem ersten und dem zweiten Stadium in der Säule herrschende Temperaturverteilung erhält man durch Integration der Differentialgleichung 67 mit Hilfe der aufgezählten Grenzbedingungen den Ausdruck $w = f(z)$.

Für das zweite Stadium des Vorganges ($t > t_1$) lauten die Grenzbedingungen für die Lösung der Differentialgleichung:

$$\left.\begin{aligned} &\text{Für } t = t_1: \quad w = f(z) \\ &\text{Für } t = \infty \text{ und sämtliche Werte von } z: \quad w = 0 \\ &\text{Für } z = h_1 \text{ und sämtliche Werte von } t > t_1: \quad w = 0 \\ &\text{Für } z = 0 \text{ und sämtliche Werte von } t: \quad \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots (86)$$

E) Die Oberfläche einer unter Wasser abgesetzten und noch nicht im hydraulischen Gleichgewicht befindlichen Schlammschicht tauche infolge Hebung des Landes im Zeitpunkt $t = 0$ über den Wasserspiegel des Absatzbeckens. Die weitere Verdichtung der Masse erfolgt nunmehr durch das Zusammenwirken von Eigengewicht und Verdunstung. Das thermodynamische Modell der Schlammschicht besteht in einer unendlich ausgedehnten, ungleichmäßig erwärmten Platte, deren Unterseite gegen Wärmeausstrahlung isoliert ist. Für $t = 0$ (Zeitpunkt des Auftauchens der Oberfläche) ist die Temperaturverteilung durch die partielle Differentialgleichung 67 und die Grenzbedingungen 86 festgelegt. Die an der Oberfläche der Platte herrschende Temperatur beläuft sich in diesem Zeitpunkt auf $w = 0$, und die Platte strahlt infolge ihrer Eigenwärme eine bestimmte Wärmemenge Q_1 pro Zeiteinheit aus. Von $t = 0$ angefangen wird nun die Temperatur der Plattenoberfläche derart reguliert, daß sich der Wärmeverlust pro Zeiteinheit auf $Q_2 > Q_1$ beläuft. Der Wert Q_2 ist gegeben und entspricht der Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser an der Oberfläche der Schlammschicht verdunstet. Der Vorgang stellt das thermodynamische Gleichnis des ersten Stadiums des Austrocknungsprozesses dar. Während dieses Stadiums nimmt die Oberflächentemperatur der Platte stetig ab, d. h. sie sinkt immer tiefer unter den Anfangswert $w = 0$.

Sobald die Oberflächentemperatur nach Ablauf einer Zeit $t = t_1$ auf den Wert $w = -p_k$ (Schrumpfdruck) gesunken ist, tritt der Vorgang in sein zweites Stadium. Die Oberflächentemperatur bleibt fortan konstant ($w = -p_k$) und der Betrag Q der von der Platte pro Zeit- und Flächeneinheit ausgestrahlten Wärmemenge ist für das zweite Stadium durch die Differentialgleichung 67 in Verbindung mit den Grenzbedingungen 84*a* festgelegt. Die im Zeitpunkt $t = t_1$ in der Platte herrschende Temperaturverteilung ist in Fig. 31*a* durch die schraffierten Flächen (+ und −) schematisch dargestellt.

21. Abschnitt.

Näherungsverfahren für die rechnerische Behandlung des Spannungsausgleiches im bindigen Boden.

Die Behandlung der Spannungsausgleichsprobleme mit Hilfe partieller Differentialgleichungen eignet sich bloß für die Lösung der einfachsten Aufgaben. Falls die Grenzbedingungen kompliziert sind (z. B. 20. Abschnitt, *b*, Problem *D*, Fig. 30) oder wenn man genötigt ist, die Veränderlichkeit der Durchlässigkeitsziffer zu berücksichtigen (Problem *B*, Fig. 29), so gestaltet sich die Untersuchung sehr langwierig. In solchen Fällen empfiehlt es sich, die Forderung nach mathematischer Strenge des Rechenverfahrens fallen zu lassen und die Untersuchung auf den zeitlichen Verlauf des Spannungsausgleiches zu beschränken. Die bei der strengeren Behandlung einfacher Aufgaben gesammelte Erfahrung versetzt uns in die Lage, für jeden gegebenen Belastungsfall mit einiger Sicherheit vorherzusagen, in welcher Weise sich der im Ton herrschende Druck p mit der Tiefe z ändert. Die Behandlung des Problemes wird nun damit eingeleitet, daß man die im gegebenen Belastungsfall zu gewärtigende Druckverteilung durch eine Funktion $p = f(z)$ beschreibt. Selbstverständlich muß diese Funktion mindestens eine Größe enthalten, deren Wert von der Zeit t abhängt. Die Beziehung zwischen den Drücken p und den ihnen zugeordneten hydrostatischen Überdrücken w ist durch die Formel 64, die Beziehung zwischen der Zeit t und der auf die Zeit- und Raumeinheit bezogenen Änderung des Wassergehaltes durch $a \frac{\partial p}{\partial t}$ und die Beziehung zwischen dieser Änderung und den im Porenwasser des Tones herrschenden Gefällsverhältnissen durch das Gesetz von Darcy (Formel 39) festgelegt. Infolgedessen kann man von der Annahme $p = f(z)$ ausgehend den zeitlichen Verlauf des Vorganges berechnen. In jenen Fällen, in denen das Rechnungsergebnis mit den Ergebnissen einer strengeren Behandlung des Problemes verglichen werden konnte, hat sich die Übereinstimmung als zufriedenstellend erwiesen, denn die Beschaffenheit der gewählten Funktion $p = f(z)$ hat auf das Rechenergebnis einen verhältnismäßig geringen Einfluß. Nachdem es sich obendrein bei der Anwendung der Theorie der hydrodynamischen Spannungserscheinungen auf die Tiefbaupraxis (V. und VI. Hauptstück) durchwegs nur darum handelt, eine ungefähre Vorstellung von dem zeitlichen Verlauf der hydrodynamischen Ausgleichsvorgänge zu bekommen, dürfte das angedeutete Verfahren den Bedürfnissen des Ingenieurs in den meisten Fällen genügen.

a) Zeitlicher Verlauf der Verdichtung durch Druckerhöhung. Dieses Problem wurde bereits im 20. Abschnitt, *a*, mit Hilfe der Differentialgleichung 70 gelöst und das Resultat der rechnerischen Behandlung eines Sonderfalles in Fig. 26*d* wiedergegeben. Die in der Figur vollausgezogenen Druckverteilungskurven verlaufen derart, daß man sie durch Gerade ersetzen und die im Schlamm herrschende Druckverteilung mit hinreichender Genauigkeit durch ein Dreieck $O\,a\,b$, Fig. 26*c*, darstellen kann. Der Koordinatenanfangspunkt O wurde in Fig. 26*c* derart gewählt, daß der auf die Flächeneinheit bezogene Druck p_0, unter welchem die Tonschicht im Zeitpunkt $t = 0$ stand, einer Abszisse Null entspricht. Die Abszissen p der Druckverteilungslinie $a\,b$ geben demnach die Zunahme an, welche der in der Trockensubstanz des Tones herrschende, lotrechte Flächendruck p_0 infolge der Aufbringung der Zusatzbelastung p_1 erfährt. Die Länge der wagrechten Seite $O\,a = p_1$ des Druckdreieckes ist konstant, während die Länge der lotrechten Seite $O\,b = z_1$ mit der Zeit zunimmt.

Mit der Annahme einer geradlinigen Druckverteilung ist auch die eingangs erwähnte Funktion $p = f(z)$ festgelegt, welche die bei der Steigerung der Belastung von p_0 auf $p_0 + p_1$ auftretende Druckverteilung angenähert beschreiben und als Grundlage des Näherungsverfahrens dienen soll. Die Funktion lautet

$$p = p_1 \frac{z_1 - z}{z_1} = p_1 - p_1 \frac{z}{z_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (87)$$

gültig für sämtliche Werte von $0 < z < z_1$ und $z_1 < h$. Für $z > z_1$ ist $p = p_0$.

Nachdem die Zunahme des Druckes um die Druckeinheit zufolge Formel 63*b* die Ausquetschung von a Raumeinheiten Wassers pro Raumeinheit der Trockensubstanz bewirkt, so tritt durch eine in der Tiefe z unter der Tonoberfläche befindliche Tonlamelle pro Zeiteinheit und Flächeneinheit die Wassermenge

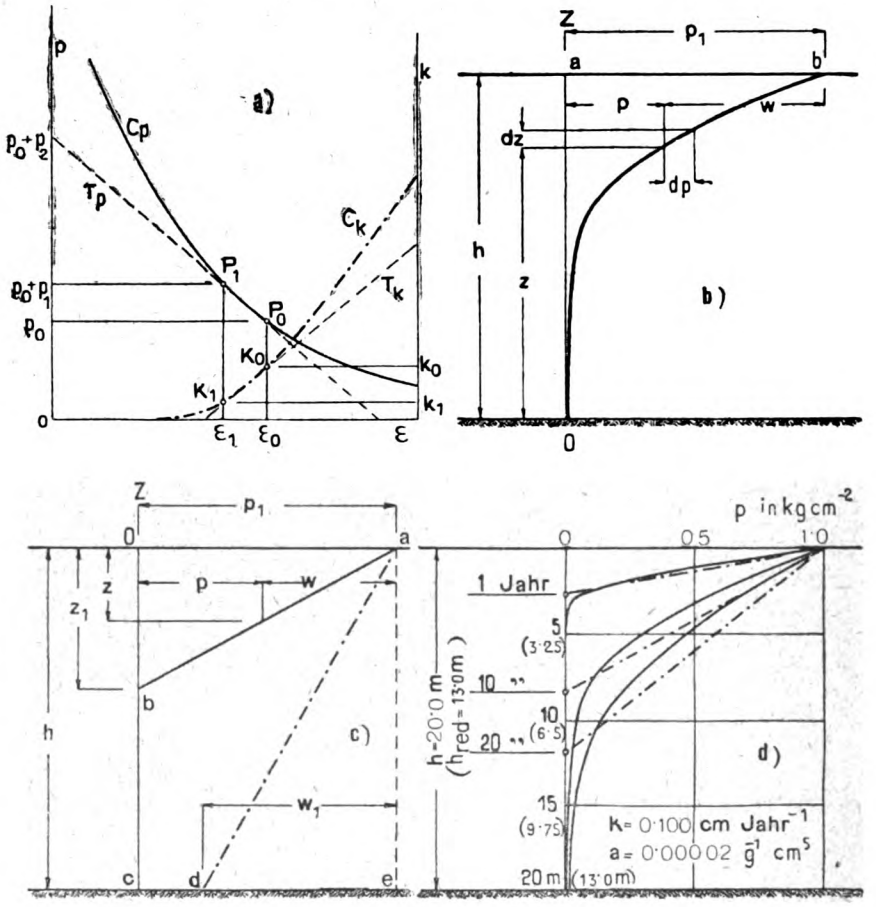


Fig. 26.

$$Q = a \int_{z}^{z_1} \frac{\partial p}{\partial t} \, dz \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (88)$$

hindurch. Die Druckzunahme $\frac{\partial p}{\partial t}$ pro Zeiteinheit berechnet sich aus Formel 87 mit

$$\frac{\partial p}{\partial t} = p_1 \frac{z}{z_1^2} \frac{dz_1}{dt} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (89)$$

Der im Porenwasser herrschende Überdruck w beträgt in einer Tiefe z nach Formel 64 $w = p_1 - p$. Für $z = z_1$ ist $p = 0$ bezw. $w_0 = p_1$ und für $z = 0$ ist

$p = p_1$, bezw. $w_1 = 0$. Die Druckdifferenz $w_0 - w_1 = p_1$ stellt den gesamten Druckhöhenverlust dar, welchen das ausgequetschte Porenwasser auf seinem Weg aus dem Inneren nach der Oberfläche der Tonschichte erleidet. Bedeutet k die mittlere Durchlässigkeitsziffer des Tones, so gilt nach dem Gesetz von Darcy (Formel 39)

$$k\,(w_0 - w_1) = k\,p_1 = \int_0^{z_1} Q\,dz.$$

Führt man in diesen Ausdruck für Q den Wert Formel 88 und in die Formel 88 für $\frac{\partial p}{\partial t}$ den Wert Formel 89 ein, so erhält man

$$w_0 - w_1 = p_1 = \frac{a}{k}\int_0^{z_1} dz \int_z^{z_1} p_1\,\frac{z}{z_1^2}\,\frac{dz_1}{dt}\,dz.$$

Hieraus durch dreimalige Integration

$$z_1 = \sqrt{6\,t\,\frac{k}{a}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (90)$$

Durch Einführung dieses Wertes in Gleichung 87 ergibt sich

$$p = p_1\left(1 - \sqrt{\frac{a\,z^2}{6\,k\,t}}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (91)$$

Beispiel. Wählt man für p_0, p_1, h, a und k dieselben Werte wie in dem nach der strengeren Methode behandelten Beispiel (20. Abschnitt, a), so erhält man für $t = 1$, 10 und 20 Jahre die in Fig. 26d strichpunktiert eingetragenen Drucktiefenlinien. Diese Linien decken sich nahezu mit den von der strengeren Methode gelieferten flachen Kurven.

Sobald der Wert z_1 größer wird als h_1, verliert die Gleichung 91 ihre Gültigkeit und an die Stelle des Dreieckes $O\,a\,b$, Fig. 26c, tritt das Trapez $O\,a\,c\,d$. Der Zeitpunkt t_1, in welchem dieses Ereignis eintritt, berechnet sich aus Formel 90 mit

$$t_1 = \frac{a\,h^2}{6\,k}.$$

Das Gesamtgefälle, das für $t < t_1$ konstant und gleich p_1 gewesen ist, nimmt nunmehr ab und man erhält für den im Ton herrschenden Druck p auf Grund derselben Überlegungen, welche zu der Formel 91 geführt haben, den Ausdruck

$$p_0 + p = p_0 + p_1\left[1 - \frac{z}{h}\,e^{-\left(\frac{3kt}{ah^2} - \frac{1}{2}\right)}\right] \quad \ldots\ldots\ldots \quad (92)$$

gültig für sämtliche Werte von $t > t_1$. Für $t = \infty$ wird $p = p_1$.

b) Berechnung der Durchlässigkeitsziffer des Tones aus der Zunahme der Zusammendrückungen bei konstantem Druck. Die Formeln 91 und 92 können dazu benützt werden, um die Durchlässigkeitsziffer des Tones auf indirektem Weg durch einen Druckversuch zu bestimmen. Der zähplastische Tonteig wird als Schichte mit einer Dicke von mehreren Zentimetern in eine flache, kreisförmige, mit einem Boden versehene, dickwandige Metallbüchse eingebracht. Die freie Oberfläche der Tonschicht wird ähnlich wie jene der Tonschicht in Fig. 13c mit Filtrierpapier und einem Quarzsandfilter abgedeckt, unter Wasser gesetzt und in der Festigkeitsmaschine mit einem Druck p_0 pro Flächeneinheit belastet. Nach erfolgter Auswirkung des Druckes p_0 steigere man den Druck um p_1. Durch die unter Einwirkung des konstant zu erhaltenden Druckes $p_0 + p_1$ erfolgende und mit Hilfe eines Deflekto-

meters zu beobachtende zeitliche Zunahme der Zusammendrückung der Tonschicht ist für jeden Zeitpunkt die pro Zeiteinheit und pro Flächeneinheit aus dem Ton gequetschte Wassermenge

$$Q = a \int_0^{z_1} \frac{\partial p}{\partial t} dz \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (88)$$

gegeben. Hieraus mit Hilfe der Formeln 90 und 91

$$Q = \frac{1}{4} p_1 \sqrt{\frac{6ka}{t}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (93)$$

$$\text{oder} \quad k = \frac{8}{3} \frac{tQ^2}{a p_1^2}.$$

Der Gültigkeitsbereich der Formel 93 erstreckt sich von $t = 0$ bis $t = t_1 = \frac{a h^2}{6k}$. Für Werte von $t > t_1$ ist die Beziehung zwischen Q, k und t durch die aus den Formeln 88 und 92 abgeleitete Beziehung

$$Q = \frac{3}{2} \frac{k}{h} p_1 e^{-\left(\frac{3kt}{ah^2} - \frac{1}{2}\right)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (93a)$$

festgelegt.

Der für das Druckintervall p_0 bis $p_0 + p_1$ als konstant anzunehmende Wert a der Verdichtungsziffer kann nach dem im 20. Abschnitt, *a*, angegebenen Verfahren aus dem Druck-Porenzifferdiagramm des Tones abgeleitet werden. Um die einem gegebenen Zeitpunkt t entsprechende Wassermenge Q zu ermitteln, trage man in einem Diagramm als Abszissen die Zeiten t und als Ordinaten die den Zeitpunkten t zugeordneten Zusammendrückungen s auf, welche die Tonschicht seit dem Augenblick der Aufbringung der Zusatzbelastung p_1 erfahren hat. Die Zusammendrückungsgeschwindigkeit gibt zugleich die Geschwindigkeit an, mit welcher das ausgequetschte Porenwasser durch die Tonoberfläche hindurchtritt. Der gesuchte Wert Q ist demnach durch den Winkel bestimmt, welchen die zur Abszisse t gehörige Tangente der $t - s$-Kurve mit der Abszissenachse einschließt. Der Versuch muß mit Hilfe einer Festigkeitsmaschine durchgeführt werden, bei welcher der vom Kolben ausgeübte Druck trotz zeitlicher Zunahme der Zusammendrückung des gepreßten Körpers konstant erhalten werden kann.

c) Berechnung der Durchlässigkeitsziffer des Tones aus dem Verlauf des Spannungsausgleiches bei konstanter Gesamt-Zusammendrückung. Manche Festigkeitsmaschinen sind derart konstruiert, daß die Kolbenstellung bei veränderlichem Druck unverändert bleibt (Schraubenspindelmaschinen), wogegen es unmöglich ist, mit solchen Maschinen den Druck bei veränderlicher Zusammendrückung konstant zu erhalten. Um mit Hilfe einer Schraubenspindelmaschine die Durchlässigkeitsziffer des Tones zu bestimmen, beobachte man den zeitlichen Verlauf der Zustandsänderung, welche im 20. Abschnitt, *a*, durch die Grenzbedingungen Formel 81 bis 83 gekennzeichnet und mit dem adiabatischen Temperaturausgleich in örtlich erhitzten Körpern verglichen worden ist. Zwecks Durchführung des Versuches wird die im vorangegangenen Absatz beschriebene, in einer Metallbüchse eingeschlossene und mit einer Filterschicht abgedeckte Tonschicht unter Wasser mit p_1 belastet und dann unter Konstanthaltung der Zusammendrückung sich selbst überlassen. Der gegen den Kolben der Maschine wirkende Gegendruck nimmt mit der Zeit t ab und nähert sich asymptotisch einem Grenzwert p_∞. Der Gesamtwassergehalt der Tonschicht bleibt während dieses Vorganges unverändert und die Porenwasserbewegung vollzieht sich lediglich innerhalb der Tonschicht. Die im Ton herrschende Druckverteilung werde auch in diesem Fall als geradlinig angenommen,

jedoch unter der Voraussetzung, daß sich nicht bloß die Höhe $O\,b' = z$ des Druckdreieckes $O\,a'\,b'$, Fig. 27*a*, sondern auch die Länge $O\,a' = p$ der Basis desselben mit der Zeit ändere. Für den Zeitpunkt t sei die Druckverteilung durch die Linie $a'\,b'$, Fig. 27*a*, gegeben. Nach Ablauf eines Zeitelementes dt nimmt der an der Tonoberfläche herrschende Druck p um dp ab, während der Punkt b' um dz nach unten rückt. Es nimmt daher der Wassergehalt des Tones im Tiefenbereich z' bis z der Schichte ab, während der obere Teil der Schichte schwillt. Dieses erste Stadium des Spannungsausgleiches kommt jedoch für den Durchlässigkeitsversuch nicht in Betracht, weil es von sehr kurzer Dauer ist.

Sobald der Wert z den Wert h erreicht, tritt an die Stelle des Druckdreieckes $O\,a'\,b'$ das Drucktrapez $O\,a''\,b''\,c$, Fig. 27*b*. Einer Abnahme des an der Tonoberfläche herrschenden Druckes p um dp entspricht nunmehr eine Zunahme des an der Unterseite wirksamen Druckes s um ds. Nach Ablauf einer Zeit $t = \infty$ wird $p = s = p_\infty$. Die schraffierten Flächen dF_1 und dF_2 geben die Zunahme bzw. die Abnahme des im Ton herrschenden Druckes an.

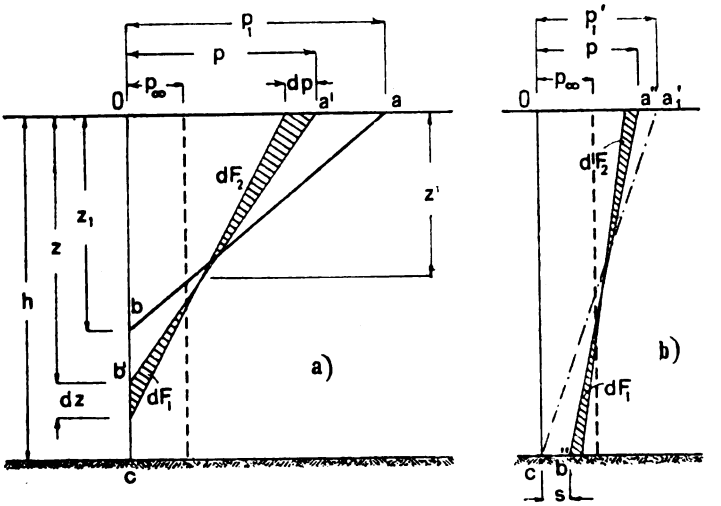


Fig. 27.

Bei einer Zunahme des Druckes um dp verringert sich der Wassergehalt des Tones pro Raumeinheit der Trockensubstanz nach Formel 63*b* um $a_1\,dp$. Bei einer Abnahme desselben um dp nimmt der Wassergehalt des Tones um $a_2\,dp$ zu. a_1 ist die Verdichtungsziffer und a_2 die Schwellziffer des Tones. Nachdem die Schwellkurven (Kurven A', Fig. 14) wesentlich flacher verlaufen als die Hauptäste (Kurven A), so ist $a_1 > a_2$. Die Porenwasserströmung erfolgt innerhalb der Tonschicht wegen der Ungleichheit von a_1 und a_2 ebenso wie der adiabatische Temperaturausgleich in einer ungleichmäßig erwärmten Platte, deren spezifische Wärme für Temperaturzunahme und Temperaturabnahme verschiedene Werte hat. (Siehe auch 20. Abschnitt *b*, Problem *A*.) Nachdem die im Bereich von dF_1 ausgequetschte Wassermenge infolge der Unveränderlichkeit des Gesamtwassergehaltes der Tonschicht gleich sein muß der im Bereich von dF_2 angesaugten, so gilt die Beziehung

$$a_2\,dF_2 = a_1\,dF_1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (94)$$

Aus der Ähnlichkeit der Dreiecke dF_1 und dF_2 ergibt sich

$$dp\,\sqrt{a_2} = -\,ds\,\sqrt{a_1}$$

Hieraus durch Integration, mit der Grenzbedingung $p = p_\infty$ für $s = p_\infty$

$$s = p_\infty - (p - p_\infty)\sqrt{\frac{a_2}{a_1}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (95)$$

Die Höhe des Dreieckes dF_2 beträgt infolge von 94

$$h\frac{\sqrt{a_1}}{\sqrt{a_2}+\sqrt{a_1}}$$

Die Wassermenge, welche die Tonschicht im Bereich von dF_2 pro Zeiteinheit und Flächeneinheit ansaugt, beläuft sich auf

$$Q = a_2\frac{dF_2}{dt} = -a_2\frac{1}{2}h\frac{\sqrt{a_1}}{\sqrt{a_1}+\sqrt{a_2}}\frac{dp}{dt} \quad \ldots\ldots\ldots (96)$$

und das mittlere Gefälle, mit dem das Wasser von unten nach oben strömt, ist $\frac{p-s}{h}$. Nach dem Gesetz von Darcy (Formel 39) gilt

$$Q = k\frac{p-s}{h}$$

Ersetzt man in dieser Gleichung Q durch den Wert Formel 96 und s durch den Wert Formel 95, so erhält man die Gleichung

$$-\frac{a_2}{2}\frac{h\sqrt{a_1}}{\sqrt{a_1}+\sqrt{a_2}}\frac{dp}{dt} = \frac{k(p-p_\infty)(\sqrt{a_1}+\sqrt{a_2})}{h\sqrt{a_1}}.$$ Hieraus

$$k = -\frac{dp}{dt}\frac{a_1 h^2}{2\left(1+\sqrt{\frac{a_1}{a_2}}\right)^2(p-p_\infty)} \quad \ldots\ldots\ldots (97)$$

Falls der Ton vor Aufbringung des Zusatzdruckes p_1 unter dem Einfluß einer Dauerbelastung p_0 gestanden ist, verschiebt sich der Koordinatenanfangspunkt in Fig. 27*a* und *b* um p_0 nach links. Die Gültigkeit der Formeln 94 bis 97 wird durch diesen Umstand nicht aufgehoben, denn der Wert p_0 beeinflußt bloß den Zeitwert t_1, welcher die untere Grenze des Gültigkeitsbereiches der angegebenen Formeln bezeichnet, sowie die Werte der Ziffern a_1 und a_2. Letztere sind selbstverständlich nicht dem Druck p_∞ sondern dem Druck $p_0 + p_\infty$ zuzuordnen.

Beispiel. Um die Durchlässigkeitsziffer des Tones I, Tabelle 19, zu bestimmen, wurde dieser Ton in lufttrockenem Zustand pulverisiert und das Pulver nach erfolgter Absiebung der gröberen Bestandteile ($d > 0{\cdot}6$ *mm*) mit Wasser zu einem steifplastischen Teig mit einem Wassergehalt von 32·8% (Porenziffer $\varepsilon_0 = 0{\cdot}967$) verarbeitet. Das spezifische Gewicht der Trockensubstanz betrug $\gamma = 2{\cdot}93$. Der Teig wurde in eine Metallbüchse mit einem Durchmesser von 7·9 *cm* eingebracht und die freie Oberfläche der Teigschichte in der bereits angegebenen Weise mit einem Quarzfilter abgedeckt. Die wahre Schichtendicke betrug bei Beginn des Versuches 4 *cm*. Ihr Wert nimmt im Laufe der Drucksteigerung ab und ist demnach veränderlich. Die reduzierte, vom Grad der Zusammendrückung unabhängige Schichtendicke h (Siehe Abschnitt 20*a*, S. 261) beläuft sich auf

$$h = \frac{4{\cdot}0}{1+\varepsilon_0} = \frac{4{\cdot}0}{1{\cdot}967} = 2{\cdot}03\ cm$$

Das Druck-Porenzifferdiagramm des Tones war bereits gegeben (Fig. 14*a*, strichlierte Kurven). Der Hauptast ist in diesem Diagramm mit A_I und die Schwellkurve mit A_I' bezeichnet. Nach erfolgter Aufbringung des Filters wurde die Büchse unter den Kolben einer Schraubenspindelmaschine, System Riehle, gesetzt und der Druck stufenweise von Null auf 14·1, 27·3, 57·2, 119·3 und 207·0 *kg* pro cm^2 gesteigert. Nach jeder Belastungs-

steigerung wurde die Zusammendrückung des Tones 48 Stunden lang konstant erhalten, wobei der von der Festigkeitsmaschine registrierte Druck zuerst rasch und dann immer langsamer abnahm. In Fig. 28*a* ist dieser Druck als Funktion der Zeit t graphisch dargestellt (Kurven C_1 bis C_4; die einem Anfangsdruck von 207·0 *kg* pro cm^2 entsprechende Kurve C_5 verläuft zur Gänze außerhalb der Bildfläche der Figur).

Aus den Druck-Zeitkurven C wurden die Kurven (C) abgeleitet, welche die Geschwindigkeit $-\frac{dp}{dt}$ des Druckabfalles als Funktion der Differenz zwischen dem veränderlichen Druck p und dem Grenzdruck p_∞ darstellen, welchem sich die Drücke p in jeder Serie bei konstanter Zusammendrückung asymptotisch nähern. Die $\frac{dp}{dt}$ - Linien sind gekrümmt, weil die Verdichtungsziffer a_1' und die Schwellziffer a_2' in den ersten Stadien des Ausgleichsprozesses zwei verschiedenen Drücken s und p (Fig. 27*b*) zugeordnet sind und sich erst im Verlauf des Prozesses asymptotisch den Grenzwerten a_1 und a_2 nähern, welche im Diagramm Fig. 14*a* einer gemeinsamen Abszisse p_∞ entsprechen.

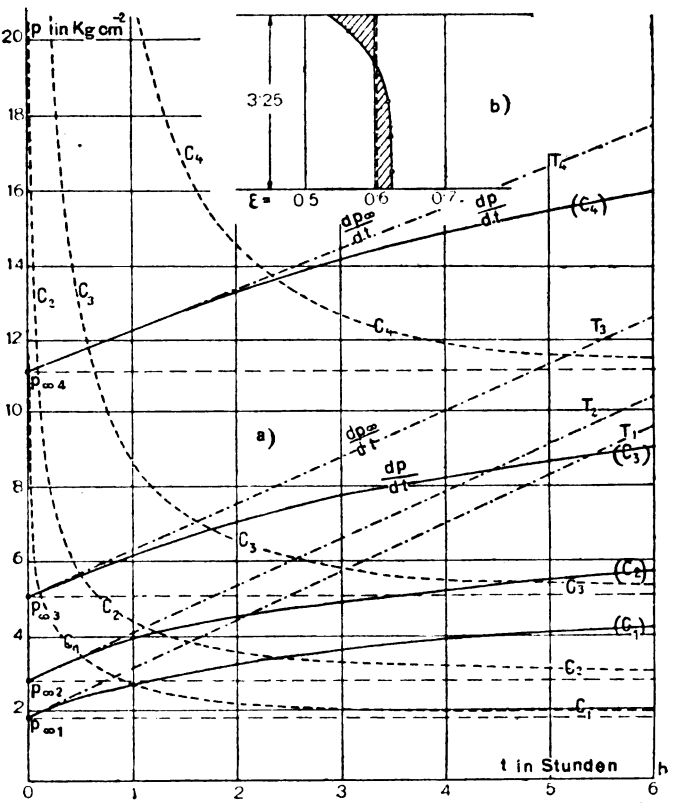


Fig. 28.

Nach erfolgter Beendigung des Versuches wurde der Ton aus der Büchse genommen, in Scheiben zerschnitten und die Porenziffer jeder einzelnen Scheibe bestimmt. Das Ergebnis der Messungen ist in Fig. 28*b* durch eine Schaulinie dargestellt. Die Porenziffer des Tones nimmt von der Oberfläche der Schichte nach unten hin zu. Dieser Umstand beweist, daß der obere Teil der Tonschichte in Übereinstimmung mit der Theorie nach vorangegangener Zusammendrückung eine Schwellung erfahren hat, denn die Schwellung beläuft sich infolge von $a_2 < a_1$ bloß auf einen Bruchteil der vorhergegangenen Zusammendrückung. Man ersieht demnach aus dem Verlauf der Kurve (Fig. 28*b*), wie die Zustandsänderung vor sich gegangen ist: Der obere Teil der Schichte stand erst unter hohem Druck und dehnte sich dann aus, während der untere lediglich eine Zusammendrückung erfuhr.

Die im nachfolgenden durchgeführte Berechnung des Wertes der Durchlässigkeitsziffer k_1 soll als Beispiel für die ziffernmäßige Auswertung der Beobachtungsergebnisse dienen. Die Ziffer k_1 entspricht einem Anfangsdruck von $p_1 = 14{\cdot}1$ *kg* pro cm^2, einer Porenziffer ε_1 und einem Grenzdruck p_∞. Die Porenziffer ε_1 stellt das Porenzifferäquivalent des Grenzdruckes $p_{\infty 1}$ dar. Ihr Wert ist durch die Porenziffer $\varepsilon_0 = 0{\cdot}967$ des unbelasteten Tonteiges (Ausgangszustand) und durch die Zusammendrückung $\Delta_1 = 0{\cdot}258$ *cm* bestimmt,

welche die Tonschicht infolge der Steigerung des Druckes von Null auf 14·1 *kg* pro cm^2 erfahren hat. Er beträgt

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 - \frac{\Delta_1}{h} = 0{\cdot}967 - \frac{0{\cdot}258}{2{\cdot}03} = 0{\cdot}84$$

Der Wert des Grenzdruckes $p_{\infty 1}$, dem der Druck p im Verlauf der adiabatischen Zustandsänderung C_1 asymptotisch zustrebte, ist in Fig. 28*a* durch die Ordinate des Schnittpunktes zwischen der Kurve (C_1) und der Ordinatenachse gegeben. Er beträgt $p_{\infty 1} = 1{\cdot}72$ *kg* pro cm^2. Die dem Druck $p_{\infty 1} = 1{\cdot}72$ *kg* pro cm^2 entsprechenden Werte der Koeffizienten a_1 und a_2 wurden aus der Lage jener Tangenten der Kompressionskurve A_1 bzw. der Schwellkurve A_1', Fig. 14*a*, ermittelt, deren Berührungspunkte die gemeinsame Abszisse $p_{\infty 1} = 1{\cdot}72$ *kg* pro cm^2 aufweisen. Ihre Werte ergaben sich mit

$$a_1 = 0{\cdot}425 \,.\, 10^{-4}\ cm^5\ g^{-1}$$

und $$a_2 = 0{\cdot}110 \,.\, 10^{-4}\ cm^5\ g^{-1}$$

Bei der Auswertung der Formel 97 hat man zu berücksichtigen, daß in dieser Formel sämtliche Längen vereinbarungsgemäß reduzierte Längen darstellen und daß die Rechnung infolgedessen nicht den wahren, sondern den reduzierten Wert der Durchlässigkeitsziffer angibt. Die wahre Länge der Längeneinheit beläuft sich für die adiabatische Zustandsänderung C_1 auf $1 + \varepsilon_1 = 1{\cdot}84$ *cm* und der wahre Wert der Durchlässigkeitsziffer auf das $(1 + \varepsilon_1)$-fache des reduzierten.

Die im Punkt $p = p_{\infty 1}$ an die Kurve (C_1) gelegte Tangente hat die Gleichung

$$\frac{dp}{dt} = -\,5710\ (p - p_{\infty 1})\ cm^{-2}\,g\ \text{Jahr}^{-1} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (98)$$

Für $p = p_{\infty 1}$ nehmen aber auch die Verdichtungsziffern a_1' und a_2' die oben angegebenen, im Druck-Porenzifferdiagramm Fig. 14*a* einer gemeinsamen Abszisse von $p_{\infty 1} = 1{\cdot}72$ *kg* pro cm^2 entsprechenden Werte a_1 und a_2 an. Führt man diese Werte in Formel 97 ein und multipliziert den Ausdruck obendrein mit $(1 + \varepsilon_1)$, so erhält man für den wahren Wert der Durchlässigkeitsziffer

$$k_1 = -\frac{dp}{dt}\,\frac{1}{p - p_{\infty 1}}\,\frac{a_1 h^2 (1 + \varepsilon_1)}{2\left(1 + \sqrt{\frac{a_1}{a_2}}\right)^2} = 5710 \,.\, \frac{0{\cdot}425 \,.\, 10^{-4} \,.\, 2{\cdot}03^2 \,.\, 1{\cdot}84}{2\,(1 + 1{\cdot}96)^2} =$$

$$= 0{\cdot}105\ cm\ \text{Jahr}^{-1} = 2{\cdot}0 \,.\, 10^{-7}\ cm\ \text{min}^{-1} \quad \ldots\ldots \quad (97a)$$

Der Versuch wurde bei einer Temperatur von $T = 22^0\ C$ vorgenommen. Für eine Temperatur von $T_0 = 15^0\ C$ ergibt sich in bekannter Weise aus dem Verhältnis der Viskositätsziffern

$$k_{01} = k_1 \,.\, \frac{1 + 0{\cdot}033\ T_0 + 0{\cdot}00022\ T_0^2}{1 + 0{\cdot}033\ T + 0{\cdot}00022\ T^2} = 2{\cdot}0 \,.\, 10^{-7} \,.\, \frac{1{\cdot}544}{1{\cdot}834} = 1{\cdot}69 \,.\, 10^{-7}\ cm\ \text{min}^{-1}$$

Die Kurven C_2, C_3 usw., Fig. 28*a*, lieferten für

$\varepsilon =$	0·79	0·742	0·680	0·600
die Werte $k_0 =$	$0{\cdot}917 \,.\, 10^{-7}$	$0{\cdot}610 \,.\, 10^{-7}$	$0{\cdot}156 \,.\, 10^{-7}$	$0{\cdot}0473 \,.\, 10^{-7}$ *cm* min^{-1}

Die Punkte, welche in Fig. 22*a* und *b* die oben angegebenen Werte von k_0 darstellen, sind mit den Buchstaben *a* bis *e* bezeichnet. Im Jahre 1919 hatte der Verfasser [166b]) die Durchlässigkeitsziffern des Tones I mit Hilfe der direkten Methode (16. Abschnitt *b*) bestimmt. (Punkte 3 und 4, Kurve C_1', Fig. 22*a* und *b*. Die Punkte 1 und 2 befinden

[166b]) Die physikalischen Grundlagen des technisch-geologischen Gutachtens, Z. d. öst. I. u. A. V., 1921, Tabelle V, Nr. 2. Die in der Serie 2 dem Druck $p = 0{\cdot}75$ *kg* pro cm^2 zugeordnete Ziffer k beläuft sich nicht, wie es dort irrtümlich heißt, auf $3{\cdot}73 \,.\, 10^{-7}$, sondern auf $4{\cdot}73 \,.\, 10^{-7}$ *cm* min^{-1}.

sich außerhalb der Bildfläche.) Punkt 4 dieser Serie befindet sich in der nächsten Nachbarschaft des Punktes a. Die direkte und die indirekte Methode lieferten demnach für $\varepsilon = 0{\cdot}85$ beinahe identische Werte von k.

Der Verlauf der Kurven (C), Fig. 28a, läßt sich angenähert auf theoretischem Weg ermitteln. Um z. B. die Schaulinie (C_1) für die adiabatische Zustandsänderung C_1 zu konstruieren, berechne man zunächst den zu jedem Wert p des veränderlichen, von der Tonschicht gegen den ruhenden Kolben ausgeübten Druckes gehörigen Druck s (Fig. 25b), welcher an der Unterseite der Tonschicht wirksam ist. Mit den Werten p und s sind auch die Werte a_1' bzw. a_2' der Verdichtungs- bzw. der Schwellziffer gegeben, welche dem durch das Wertepaar p und s gekennzeichneten Stadium des adiabatischen Spannungsausgleiches entsprechen. Der Wert a_1' ist durch den Neigungswinkel der in Fig. 14a zur Abszisse s gehörigen Tangente an den Hauptast A_I festgelegt, während der Wert a_2' aus dem Neigungswinkel der zur Abszisse p gehörigen Tangente an die Schwellkurve A_I' zu ermitteln ist.

Die Länge der zu den Ordinaten p gehörigen Abszissen der $\frac{dp}{dt}$-Kurve ist nach Formel 97a durch den Ausdruck

$$-\frac{dp}{dt} = \frac{2k\left(1+\sqrt{\frac{a_1'}{a_2'}}\right)^2 (p - p_{\infty_1})}{a_1' h^2 (1+\varepsilon)} \quad \ldots\ldots\ldots (97b)$$

gegeben. Nachdem der Wert k der Durchlässigkeitsziffer und der Wert ε der Porenziffer für die Dauer der adiabatischen Zustandsänderung konstant sind, ändern sich in dem Ausdruck 97b bloß die Werte a_1', a_2' und $p - p_{\infty_1}$ mit der Zeit. Der Wert von a_1' nimmt mit zunehmenden Werten von p ab und der Einfluß, welchen diese Abnahme auf den Wert von $\frac{dp}{dt}$ hat, überwiegt den Einfluß der mit ihr verbundenen Abnahme des Wertes $\frac{a_1'}{a_2'}$. Infolgedessen nimmt der Wert von $\frac{dp}{dt}$ rascher zu als die Differenz $(p - p_{\infty_1})$ und die Schaulinie (C_1) der Geschwindigkeiten $\frac{dp}{dt}$ ist nicht eine Gerade, sondern eine Kurve, welche mit zunehmender Länge der Abszissen flacher wird.

Das eben angedeutete Rechenverfahren wurde ziffernmäßig durchgeführt und die mit Hilfe der Rechnungsergebnisse konstruierten Schaulinien stimmten für sämtliche Zustandsänderungen C_1 bis C_5 ziemlich gut mit den in Fig. 28a durch voll ausgezogene Kurven dargestellten, aus den Beobachtungsergebnissen abgeleiteten Schaulinien (C_1) bis (C_5) überein. Nun gilt die Formel 97 nur unter der Voraussetzung, daß die Strömung des Wassers durch die Poren des Tones nach dem Gesetz von Darcy erfolge. Für die steifplastische Konsistenzform (Zustandsänderungen C_1 und C_2 im Zahlenbeispiel) wurde die Richtigkeit dieser grundlegenden Voraussetzung auf direktem Weg bewiesen (16. Abschnitt g und k). Falls das Gesetz von Darcy beim Übergang des durchströmten Tones aus der plastischen in die halbfeste Konsistenzform seine Gültigkeit verlieren würde, so müßten die Abweichungen zwischen den nach Formel 97b berechneten und den wahren Werten von $\frac{dp}{dt}$ für die halbfeste Konsistenzform des Tones (adiabatische Zustandsänderungen C_3, C_4 und C_5 des Zahlenbeispieles) wesentlich größer sein als für die plastische (Zustandsänderungen C_1 und C_2). Nachdem sich nun die Größenordnung der erwähnten Abweichungen von der Konsistenzform des Tones als unabhängig erwiesen hat, kann man annehmen, daß der Übergang des Tones aus der plastischen in die halbfeste Konsistenzform die Gültigkeit des Gesetzes von Darcy nicht aufhebt.

d) Verdichtung von Schlammschichten durch Austrocknung. Sobald die Oberfläche einer unter Wasser abgesetzten Ton- oder Schlammschichte, etwa infolge

Hebung des Landes, trocken gelegt wird, setzt an ihrer Oberfläche die Verdunstung des Porenwassers ein und es bildet sich eine Kruste, deren Dicke und Festigkeit erfahrungsgemäß mit der Zeit zunimmt. Man wünscht zu erfahren, nach welchem Gesetz die Dicke der Kruste, die sich unter dem Einfluß des Kapillardruckes bildet, bei gegebener Verdunstungsgeschwindigkeit zunimmt. Das Problem soll auf Grund der Annahme gelöst werden, daß die Konsistenzform des Tones bei Beginn der Krustenbildung, d. h. im Zeitpunkt $t = 0$, in allen Teilen der Tonschicht dieselbe gewesen sei. Der Wert p_k des Schrumpfdruckes ist als bekannt vorauszusetzen.

Das thermodynamische Gleichnis für die Krustenbildung besteht nach Abschnitt 20 *b*, Problem *B*, in einem von der Oberseite einer unendlich ausgedehnten, gleichmäßig erwärmten Platte nach dem Platteninneren fortschreitenden Abkühlungsprozeß. Der Verlauf des Prozesses wird durch die Differentialgleichung 67 beschrieben. Die Grenzbedingungen für die Lösung der Gleichung sind durch die Formeln 84 gegeben. Infolge des großen Druckintervalles, innerhalb dessen sich der Verdichtungsvorgang abspielt, können jedoch in der Gleichung 67 weder k noch a als konstant angesehen werden. Dadurch wird die Lösung dieser Gleichung außerordentlich erschwert und man ist genötigt, das Problem näherungsweise zu behandeln. Die Rechnung diene als Beispiel, wie man im Näherungsverfahren die Veränderlichkeit der verschiedenen Koeffizienten berücksichtigen kann. Bezeichnen p_0 das Druckäquivalent der Konsistenzform des Tones für $t = 0$ und $p + p_0$ den in einem gegebenen Punkt der Tonmasse zu einer gegebenen Zeit t herrschenden Druck, so ist die Durchlässigkeitsziffer k für diesen Punkt angenähert durch die Gleichung

$$k(p + p_0 + p_c) = c_1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (53\,a)$$

bestimmt. Die Beziehung zwischen dem Druck p und der Porenziffer ε ist durch die Gleichung

$$\varepsilon = -\,a\,ln\,(p + p_0 + p_c) - \beta(p + p_0 + p_c) + c \quad \ldots\ldots \quad (24)$$

gegeben. Nachdem der Koeffizient β sehr klein ist, kann man den Ausdruck auf

$$\varepsilon = -\,a\,ln\,(p + p_0 + p_c) + c \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (99)$$

vereinfachen. Nach Formel 63*a* gilt $d\varepsilon = -\,a\,dp$, worin a die Verdichtungsziffer bedeutet. Letztere beläuft sich demnach auf

$$a = -\frac{d\varepsilon}{dp} = \frac{\alpha}{p + p_0 + p_c} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (99a)$$

Aber auch die Verdunstungsgeschwindigkeit v ist nicht konstant. Der Verlauf der Kurven C in Fig. 24 *b* läßt erkennen, daß sie abnimmt, sobald der Wassergehalt des Tones die Plastizitätsgrenze unterschreitet. Trägt man in einem Diagramm die Kapillardrücke $p + p_0$ als Abszissen und die zugehörigen Verdunstungsgeschwindigkeiten als Ordinaten auf, so erhält man eine Kurve, welche man angenähert durch eine gebrochene Linie ersetzen kann. Für Drücke von $p < p_u$ ist $v =$ konstant $= v_u$. Für Drücke von $p > p_u$ gilt angenähert

$$v = v_u - c_2(p - p_u) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (100)$$

worin c_2 eine vom Material abhängige Konstante bedeutet.

Das erste Stadium des Verdichtungsvorganges (von der Trockenlegung der Oberfläche angefangen bis zu dem Zeitpunkt, da der Wassergehalt des Tones an der Oberfläche die Schrumpfgrenze überschreitet) ist infolge seiner kurzen Dauer von untergeordneter Bedeutung. Man kann sich daher bei der Behandlung dieses Stadiums auf eine rohe Überschlagsrechnung beschränken. Die im Ton zu einem Zeitpunkt t herrschende Druckverteilung sei durch die Parabel $O\,b$, Fig. 29*a*, dargestellt. Diese Parabel hat die Ordinatenachse zur Tangente und der Koordinatenanfangspunkt wurde in ihren Scheitel verlegt. Der Abszissenwert Null entspricht dem Druckäquivalent p_0 der ursprünglichen Konsistenzform. Bedeuten

p_1 die im Laufe einer Zeit t an der Schichtenoberfläche durch die Verdunstung bewirkte Zunahme des im Ton herrschenden Druckes und
z_1 den senkrechten Abstand zwischen dem Scheitel der Parabel und der Tonoberfläche,

so lautet die Gleichung der Parabel

$$p = p_1 \left(\frac{z}{z_1}\right)^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (101)$$

Sowohl p_1 als auch z_1 ändern sich mit der Zeit. An der Oberfläche der Tonschicht herrscht im Ton ein Druck $p_0 + p_1$ und in einer Höhe z über dem Scheitel der Parabel ein Druck $p_0 + p$. Das an der Oberfläche der Tonschicht verdunstende Wasser stammt aus dem Inneren der Schichte und tritt, bevor es verdunstet, durch die Oberfläche des Tones hindurch. Infolgedessen muß das im Porenwasser nahe der Tonoberfläche vorhandene Gefälle groß genug sein, um eine der Verdunstungsgeschwindigkeit v gleichkommende Strömungsgeschwindigkeit zu erzeugen. Dieses Gefälle ist durch Formel 64 (Beziehung zwischen dem im Ton und dem im Porenwasser

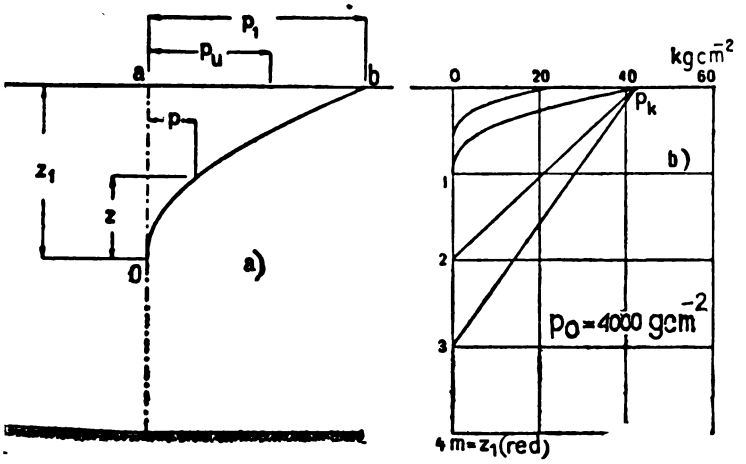


Fig. 29.

herrschenden Druck) und durch das Gesetz von Darcy (Formel 39) festgelegt. Es gilt demnach

$$v = k \frac{\partial p}{\partial z} = 2 \frac{k p_1}{z_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (102)$$

Hieraus

$$z_1 = \frac{2 k p_1}{v} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (102a)$$

Führt man diesen Wert von z_1 in die Gleichung 101 ein, so erhält man

$$p = \frac{v^2}{4 k^2 p_1} z^2 = C_1 z^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (101a)$$

worin

$$C_1 = \frac{v^2}{4 k^2 p_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (101b)$$

eine von der Verdunstungsgeschwindigkeit und von der Durchlässigkeitsziffer abhängige Konstante darstellt.

Die Wassermenge, um die sich der Wassergehalt des Tones seit Beginn des Verdunstungsprozesses in der Höhe z pro Raumeinheit der Trockensubstanz infolge der Zunahme des Druckes von p_0 auf $p_0 + p$ vermindert hat, berechnet sich aus der Gleichung 99 mit

$$q = a \ln \frac{p + p_0 + p_c}{p_0 + p_c}$$

Die gesamte, seit Beginn des Verdunstungsprozesses pro Flächeneinheit aus dem Ton gequetschte Wassermenge beträgt demnach

$$Q = a \int_0^{z_1} \ln \frac{p + p_0 + p_c}{p_0 + p_c} \, dz$$

Setzt man in dieser Gleichung für p den Wert Formel 101a ein, so erhält man

$$Q = a \int_0^{z_1} \ln (C_1 z^2 + p_0 + p_c) \, dz - a \ln (p_0 + p_c) \int_0^{z_1} dz$$

Hieraus durch Integration

$$Q = a z_1 \left[\ln \frac{C_1 z_1^2 + p_0 + p_c}{p_0 + p_c} + \frac{2}{z_1 \sqrt{\frac{C_1}{p_0 + p_c}}} \operatorname{arc\,tg} z_1 \sqrt{\frac{C_1}{p_0 + p_c}} - 2 \right] \quad (103)$$

Der Wert des Koeffizienten C_1 beträgt nach Formel 101b $C_1 = \frac{v^2}{4 k^2 p_1}$. Hierin bedeuten v die Geschwindigkeit, mit der das Wasser bei einem Kapillardruck von $p_0 + p_1$ verdunstet und k die ebenfalls vom Kapillardruck abhängige Durchlässigkeitsziffer der obersten Schichte des Tones. Die Werte von v und k sind durch die Formeln 100 und 53a festgelegt. Setzt man diese Werte in den Ausdruck 101b ein, so erhält man

$$C_1 = \frac{[v_u - c_2 (p_1 - p_u)]^2 (p_1 + p_0 + p_c)^2}{4 c_1^2 p_1}$$

Die mittlere Geschwindigkeit, mit der das Wasser seit dem Beginn der Krustenbildung verdunstet ist, beträgt

$$v_m = \frac{p_u v_u + \frac{1}{2} (p_1 - p_u) [2 v_u - c_2 (p_1 - p_u)]}{p_1}$$

Die Zeit, welche zur Verdunstung der ausgepreßten Wassermenge Q nötig war, beträgt demnach angenähert

$$t = \frac{Q}{v_m} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (104)$$

t gibt zugleich die Zeit an, welche verstrichen ist, bevor der an der Tonoberfläche im Ton herrschende Druck von p_0 auf $p_0 + p_1$ gestiegen ist. Sobald nun der Kapillardruck $p_0 + p_1$ den Wert p_k des Schrumpfdruckes erreicht, tritt der Vorgang der Krustenbildung in ein neues Stadium. Der an der Oberfläche der austrocknenden Tonschicht herrschende Druck bleibt nunmehr konstant. Die unter dem Einfluß eines konstanten Druckes pro Zeiteinheit aus dem Ton tretende Wassermenge nimmt nach Formel 93 mit der Zeit ab. Nachdem die verdunstende Wassermenge unmöglich größer sein kann, als die Wassermenge, welche durch den Kapillardruck aus dem Ton gequetscht wird, muß auch die Verdunstungsgeschwindigkeit mit der Zeit abnehmen. Diese Abnahme kommt dadurch zustande, daß sich die Oberfläche des zusammenhängenden Porenwassers (Verdunstungsoberfläche) nach erfolgter Überschreitung des Grenzwertes $p_0 + p_1 = p_k$ von der Oberfläche der Tonschicht in das Innere derselben zurückzieht. Die oberhalb der Verdunstungsoberfläche sich bildende, trockene Tonschicht setzt durch ihre Gegenwart die Verdunstungsgeschwindigkeit des Poren-

wassers herab. Die Intensität der Schutzwirkung nimmt mit der Dicke der trockenen Deckschichte zu. Infolgedessen nimmt die Verdunstungsgeschwindigkeit mit zunehmender Deckschichtendicke ab.

Die Zustandsänderung, welche die austrocknende Schlammschichte im Laufe des zweiten Stadiums erfährt, ist mit der im Absatz *a* dieses Abschnittes behandelten Zustandsänderung (Verdichtung einer Tonschichte durch einen Druck von konstanter Größe) identisch. Nur ist im vorliegenden Fall der Druckbereich, in dem sich die Zustandsänderung abspielt, so ausgedehnt, daß man die durch Formel 99*a* und 53*a* ausgedrückte Veränderlichkeit der Koeffizienten a und k berücksichtigen muß. Hiebei empfiehlt es sich, wieder nach dem Vorbild Absatz *a* und Fig. 26*c* von der Annahme geradliniger Spannungsverteilung auszugehen. Das Problem sei zunächst so behandelt, als ob der auf die Oberfläche der Tonschicht wirkende Kapillardruck schon zu einer Zeit $t = 0$ von p_0 auf p_k angewachsen und seither konstant geblieben wäre. Man verlege den Koordinatenanfangspunkt in die Schlammoberfläche (Fig. 26*c*) und betrachte den unterhalb der Oberfläche gelegenen Abschnitt der Ordinatenachse (Z-Achse) als positiv. Bezeichnen

$p_1 = p_k - p_0$ die Differenz zwischen dem Schrumpfdruck und dem Druckäquivalent p_0, sowie

p die Differenz zwischen dem in einer Tiefe z herrschenden Druck und dem Druckäquivalent p_0,

so herrscht nach Fig. 26*c* zwischen p_1, p und z die Beziehung

$$p = p_1 - p_1 \frac{z}{z_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (105)$$

Nimmt z_1 in der Zeiteinheit um $\frac{dz_1}{dt}$ zu, so erfährt der in der Tiefe z herrschende Druck pro Zeiteinheit einen Zuwachs um

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{p_1 z}{z_1^2} \frac{dz_1}{dt}$$

Die Verdichtungsziffer a des Tones beläuft sich nach Formel 99*a* auf

$$a = \frac{a}{p + p_0 + p_c} = \frac{a z_1}{z_1 (p_1 + p_0 + p_c) - p_1 z}$$

Die Geschwindigkeit, mit der das Wasser einen in der Tiefe z gelegenen, wagrechten Querschnitt durchströmt, beträgt demnach

$$v = \int_z^{z_1} a \frac{\partial p}{\partial t} dz = \frac{a p_1}{z_1^2} \frac{dz_1}{dt} \int_z^{z_1} \frac{z}{p + p_0 + p_c} dz =$$

$$= \frac{a p_1}{z_1} \frac{dz_1}{dt} \int_z^{z_1} \frac{z}{z_1 (p_1 + p_0 + p_c) - p_1 z} dz.$$

Setzt man $p_1 + p_0 + p_c = p_t$ und integriert, so erhält man

$$v = \frac{a}{z_1} \left[\frac{p_t}{p_1} z_1 \, ln \, \frac{z_1 p_t - z p_1}{z_1 (p_t - p_1)} - z_1 + z \right] \frac{dz_1}{dt} \quad \ldots\ldots \quad (106)$$

Der im Porenwasser herrschende Unterdruck beläuft sich in einer Tiefe z auf $w = -(p + p_0)$. Für $z = 0$ ist $w = w_1 = -(p_1 + p_0)$ und für $z = z_1$ ist $w = w_0 = p_0$. Die Druckdifferenz $w_0 - w_1 = p_1$ stellt den gesamten Druckhöhenverlust dar, den das

abströmende Porenwasser auf seinem Weg aus dem Innern nach der Oberfläche der Tonschicht erleidet. Infolgedessen gilt nach dem Gesetz von Darcy (Formel 39)

$$w_0 - w_1 = p_1 = \int_0^{z_1} \frac{v}{k}\, dz \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (107)$$

worin k die Durchlässigkeitsziffer bedeutet. Diese beläuft sich nach Formel 53a auf

$$k = \frac{c_1}{p + p_0 + p_c}$$

Hieraus, mit Hilfe der Formel 105 und mit $p_1 + p_0 + p_c = p_t$

$$k = \frac{c_1 z_1}{p_t z_1 - p_1 z}$$

Führt man diesen Wert von k und den Wert Formel 106 für v in Gleichung 107 ein, so erhält man

$$p_1 = \frac{a}{c_1 z_1^2} \frac{\partial z_1}{\partial t} \int_0^{z_1} \left[\frac{p_t}{p_1} z_1 ln \frac{z_1 p_t - z p_1}{z_1 (p_t - p_1)} - z_1 + z \right] (p_t z_1 - p_1 z)\, dz.$$

Die etwas langwierige Integration führt auf die Differentialgleichung

$$dt = z_1 \frac{a}{2 c_1} \left[\left(\frac{p_t}{p_1} ln \frac{p_t}{p_t - p_1} - 1 \right) \left(\frac{p_t}{p_1} \right)^2 - \frac{3 p_t - 2 p_1}{6 p_1} \right] dz_1.$$

Hieraus, durch nochmalige Integration

$$t = z_1^2 \frac{a}{4 c_1} \left[\left(\frac{p_t}{p_1} ln \frac{p_t}{p_t - p_1} - 1 \right) \left(\frac{p_t}{p_1} \right)^2 - \frac{3 p_t - 2 p_1}{6 p_1} \right] = A z_1^2 \quad \ldots \quad (108)$$

worin A einen Koeffizienten bedeutet, dessen Wert von der Zeit unabhängig ist. Für $t = 0$ wird auch $z_1 = 0$.

Bisher wurde auf das eingangs behandelte erste Stadium der Krustenbildung keine Rücksicht genommen. Um dieses Stadium mit dem durch Formel 108 beschriebenen Vorgang in Beziehung zu bringen, greife man auf die Formeln 103 und 106 zurück. An der Grenze zwischen dem ersten und dem zweiten Stadium der Krustenbildung muß die Geschwindigkeit v_2, mit welcher das Wasser unter dem Einfluß des Druckes p_k aus dem Ton strömt, gleich sein der normalen, der Schrumpfgrenze bzw. dem Schrumpfdruck p_k entsprechenden Verdunstungsgeschwindigkeit v_1. Die Grenzbedingung lautet demnach $v_1 = v_2$. Die Ausströmungsgeschwindigkeit v_1 des Porenwassers wird berechnet, indem man in die Formel 106 die Sonderwerte $z = 0$ und $p_t = p_k + p_c$ einführt. Sie beträgt

$$v_2 = a \left[\frac{p_t}{p_1} ln \frac{p_t}{p_t - p_1} - 1 \right] \frac{\partial z_1}{\partial t} = B \frac{\partial z_1}{\partial t} \quad \ldots\ldots \quad (109)$$

Differenziert man den Ausdruck 108, so erhält man die Beziehung

$$\frac{dz_1}{dt} = \frac{1}{2 A z_1}, \quad \text{demnach} \quad v_2 = B \frac{\partial z_1}{\partial t} = \frac{B}{2 A z_1} \quad \text{oder} \quad z_1 = \frac{B}{2 A v_2}.$$

Der Normalwert der Verdunstungsgeschwindigkeit beläuft sich an der Schrumpfgrenze ($p_0 + p_1 = p_k$) nach Formel 100 auf

$$v_1 = v_u - c_2 (p_1 - p_u).$$

Wegen $v_1 = v_2$ gilt

$$z_1 = \frac{B}{2\,A\,v_1} = \frac{2\,c_1}{\left[\left(\frac{p_t}{p_1}\right)^2 - \frac{3\,p_t - 2\,p_1}{6\,p_1\left(\frac{p_t}{p_1}\,ln\,\frac{p_t}{p_t - p_1} - 1\right)}\right][v_u - c_2\,(p_1 - p_u)]} = z_g \quad (110)$$

Durch diesen Ausdruck ist die Grenze zwischen den Gültigkeitsbereichen der Formeln 104 und 108 festgelegt. z_g gibt die Tiefe an, bis zu welcher die Verdichtung an der Grenze zwischen dem ersten und dem zweiten Stadium vorgedrungen ist. Die Beziehung zwischen der Krustendicke und der seit dem Ende des ersten Stadiums verstrichenen Zeit ist durch die Gleichung

$$t = A z_1^2 - A z_g^2 \ldots\ldots\ldots\ldots (111)$$

gegeben. Die Werte von A und z_g sind bekannt.

Beispiel. Die im Zahlenbeispiel des 20. Abschnittes *a*, sowie im Absatz *a* dieses Abschnittes behandelte Schlammschicht trockne nach erfolgter Bloßlegung der Schichtenoberfläche allmählig aus. Das erste Stadium der Krustenbildung werde in der trockenen Jahreszeit durchlaufen und die der plastischen Konsistenzform entsprechende Verdunstungsgeschwindigkeit v_u belaufe sich in dieser Jahreszeit auf $v_u = 18\ cm\ \text{Jahr}^{-1}$. Man fragt nach dem zeitlichen Verlauf des Vorganges. Die zwischen dem Druck und der Porenziffer sowie zwischen der Porenziffer und der Durchlässigkeitsziffer herrschende Beziehung sei durch je ein Graphikon gegeben. Dasselbe gilt von der Beziehung zwischen der Porenziffer und der relativen Verdunstungsgeschwindigkeit. Der Schlamm ähnelt, wie bereits erwähnt, in seinen Eigenschaften dem Material *V* in Tabelle 19. Der Wert p_k des Schrumpfdruckes wurde mit 46·0 *kg* pro *cm*² bestimmt. Vor Beginn des Verdunstungsprozesses belief sich die der Konsistenzform des Schlammes entsprechende Porenziffer in allen Teilen der Schlammschicht auf $\varepsilon = 0{\cdot}54$ und der ihr entsprechende Kapillardruck auf 4·0 *kg* pro *cm*². (Siehe Beispiel Seite 145).

Der Versuch, die Gleichung 99 dem Verlauf des Hauptastes des Druck-Porenzifferdiagrammes im Druckintervall $p_0 + p_1 = 4$ bis 46 *kg* pro *cm*² anzupassen, führte zu dem Ergebnis

$$\varepsilon = -a\,ln\,(p + p_0 + p_c) + c = -0{\cdot}0965\,ln\,(p + 4000 + 20) + c.$$

Hieraus $a = 0{\cdot}0965$ und $p_c = 20\ g$ pro *cm*².

Um die zwischen dem Druck und der Durchlässigkeitsziffer herrschende Beziehung zu ermitteln, wurde eine Schaulinie konstruiert, deren Abszissen die Porenziffern des Schlammes und deren Ordinaten die Größe der Produkte aus der Durchlässigkeitsziffer und den ihr zugeordneten Werten $p_t = p + p_0 + p_c$ angeben (siehe 16. Abschnitt *i*, sowie die Kurven *K* in Fig. 22*a*). Der im Porenzifferbereich der plastischen Konsistenzform gelegene Abschnitt der Schaulinie konnte mit hinreichender Genauigkeit durch eine wagrechte Gerade mit der Gleichung

$$k\,(p + 4000 + 20) = 690 \qquad (k \text{ in } cm \text{ pro Jahr und } p \text{ in } g \text{ pro } cm^2)$$

ersetzt werden. Dem Schrumpfdruck $p_k = 46\ kg$ pro *cm*² entspricht eine Porenziffer $\varepsilon = 0{\cdot}39$. Der Mittelwert der Porenziffer beläuft sich demnach für ein Druckintervall von 4 bis 46 *kg* pro *cm*² auf $\varepsilon_m = \frac{0{\cdot}54 + 0{\cdot}39}{2} = 0{\cdot}465$. Die mittlere Länge der Längeneinheit ist $1 + 0{\cdot}465 = 1{\cdot}465\ cm$ und der reduzierte Wert der Durchlässigkeitsziffer

$$k = \frac{690}{1{\cdot}465} \cdot \frac{1}{p + 4000 + 20} = \frac{470}{p + 4020}$$

Der Wert von p_u wurde aus der Schaulinie, welche die Beziehung zwischen dem Druck

und der Verdunstungsgeschwindigkeit darstellt, mit 5500 g pro cm^2 eingeschätzt und die Verdunstungsgeschwindigkeit beläuft sich für Werte von $p_1 > 5500$ g pro cm^2 auf

$$v = 18{\cdot}0 - 0{\cdot}000247\,(p_1 - 5500)$$

Mit diesen Daten sind die Grundlagen für die ziffernmäßige Auswertung der Formeln gegeben. Die Gleichungen 104 und 102a (erstes Stadium, parabolische Druckverteilung) liefern für $p_1 = 21$ und 42 kg pro cm^2 die Werte $t = 0{\cdot}27$ und 0·65 Jahre sowie $z_1 = 56$ und 96 cm.

Mit dem Druck $p_1 = 42$ kg pro cm^2 ist wegen $p_1 + p_0 = 46$ kg pro $cm^2 = p_k$ die Grenze des ersten Stadiums der Krustenbildung erreicht und der zu seinem Zustandekommen erforderliche Zeitraum von 0·78 Jahren gibt die Dauer des ersten Stadiums an. Die Verdunstungsgeschwindigkeit beträgt bei einem Druck von $p_1 = 42$ kg pro cm^2

$$v_1 = 18{\cdot}0 - 0{\cdot}000247\,(42000 - 5500) = 9\ cm \text{ pro Jahr.}$$

Mit diesem Wert von v_1 liefert die Formel 110 (zweites Stadium, geradlinige Druckverteilung) für die der Grenze zwischen dem ersten und dem zweiten Stadium des Austrocknungsprozesses entsprechende Krustendicke den Wert $z_g = 98$ cm. Der weitere Verlauf des Vorganges ist durch die Formel 111 beschrieben und durch die Gleichung

$$t = 0{\cdot}0000910\,(z_1^2 - 97^2)$$

festgelegt. Die Zunahme der Krustendicke von 97 auf 197 bzw. 297 cm erfordert 2·68 bzw. 7·18 Jahre.

Die Ergebnisse der Berechnung sind in Fig. 29b graphisch dargestellt. Es sei daran erinnert, daß die Rechnung nicht die wahren, sondern die reduzierten Werte der Krustendicke geliefert hat. Die wahre Krustendicke läßt sich jedoch für jeden beliebigen Zeitpunkt aus der reduzierten Dicke der Kruste und der in der Kruste herrschenden Druckverteilung mit Hilfe des Druck-Porenzifferdiagrammes ohne Schwierigkeit ermitteln.

In der Natur geht die Krustenbildung infolge der Veränderlichkeit der klimatischen Faktoren keineswegs kontinuierlich vor sich. Bei direkter Bestrahlung der Schlammoberfläche durch die Sonne ist die Verdunstungsgeschwindigkeit wesentlich größer als dies im Zahlenbeispiel angenommen wurde. Der Maximalwert des Kapillardruckes wird an der Schlammoberfläche schon wenige Wochen nach erfolgtem Beginn der Austrocknung erreicht und die Dicke der Kruste, welche sich bis zu diesem Zeitpunkt gebildet hat, ist gering, weil diese Dicke nach Formel 102a bei gegebenem Wert p_k des Schrumpfdruckes in umgekehrtem Verhältnis zur Verdunstungsgeschwindigkeit steht. Die Kruste reißt infolge der Schrumpfspannungen und es bilden sich die bekannten Schrumpfrisse. Folgt nun auf die Dürre eine Regenperiode, so sättigt sich die Kruste nicht nur von der Oberfläche, sondern auch von den wassergefüllten Spalten aus, wobei sie infolge der unregelmäßigen Schwellung zerbröckelt. Bei neuerdings einsetzender Trockenheit verdunstet zunächst das in den Hohlräumen der zerklüfteten Oberschichte enthaltene Wasser; der Sitz des Kapillardruckes ist nicht mehr an der Oberfläche des Schlammlagers, sondern unterhalb der geborstenen Deckschicht. Diese Deckschicht schützt den intakt gebliebenen Teil der Masse gegen Austrocknung und die Verdunstungsgeschwindigkeit beläuft sich fortan nur mehr auf einen kleinen Bruchteil der Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser unter gleichen klimatischen Verhältnissen v o r dem Auftreten der ersten Schrumpfrisse verdunstet. Die Krustenbildung ist demnach in der Praxis ein außerordentlich langsam fortschreitender Prozeß. Die Theorie liefert für die Beurteilung seines Verlaufes folgende Anhaltspunkte:

Bei gleicher absoluter Verdunstungsgeschwindigkeit und gleichem Wert p_k des Schrumpfdruckes ist die Dicke z_g, welche die Kruste in dem Augenblick besitzt, da der Kapillardruck den Wert p_k erreicht, direkt proportional der Durchlässigkeitsziffer des austrocknenden Materiales. Je größer die Durchlässigkeit, desto dicker die Kruste (Formel 102 a).

Bei gegebenem Material und verschiedener absoluter Verdunstungsgeschwindigkeit ist die Tiefe z_g, bis zu welcher die Austrocknung in dem oben erwähnten Stadium ($p_0 + p_1 = p_k$) nach unten gedrungen ist, um so geringer, je rascher die Verdunstung erfolgte (Formel 102 a).

Im zweiten Stadium des Austrocknungsprozesses ist die Geschwindigkeit der Zunahme der Krustendicke von den Temperaturverhältnissen nahezu unabhängig und steht in umgekehrtem Verhältnis zu der Größe des Wertes p_k, weil die Durchlässigkeit einer unter hohem Druck stehenden Kruste kleiner ist als die einer schwächer verdichteten Oberschicht.

Untersucht man mit Hilfe der oben abgeleiteten Formeln den Verlauf des Austrocknungsprozesses für ein Tonprisma mit den gebräuchlichen Abmessungen der Probekörper für Schrumpfversuche, so erkennt man, daß die Verdichtung bei normaler Zimmertemperatur infolge der geringen Abmessungen der Prismen innerhalb der Probekörper nahezu gleichmäßig vor sich geht. Infolgedessen bilden sich auch an der Oberfläche der Prismen keine Schrumpfrisse.

e) Durchfeuchtung einer Bodenmasse nach erfolgter Überflutung. Setzt man die freie Oberfläche einer homogenen, luftfreien Bodenmasse unter Wasser, so wird der an der Oberfläche wirkende Kapillardruck gleich Null. Die Masse schwillt und saugt Wasser an. Das thermodynamische Gleichnis für den Vorgang wurde im 20. Abschnitt *b* sub *C* mitgeteilt. Es besteht in einem Erwärmungsprozess, welcher an der Oberfläche einer unendlich ausgedehnten, gleichmäßig kühlen, auf isolierender Unterlage ruhenden Platte einsetzt und nach dem Inneren der Platte fortschreitet. In mathematischer Hinsicht ist das Problem mit dem Problem der Verdichtung einer Bodenmasse durch konstanten Druck identisch (siehe Absatz *a*). Nachdem jedoch der Ton im Laufe des Vorganges nicht eine Verdichtung, sondern eine Schwellung erfährt, hat man den Wert des Koeffizienten *a* (Verdichtungsziffer) nicht aus dem Verlauf des Hauptastes, sondern aus jenem der Schwellkurve abzuleiten (Schwellziffer). Falls man die Veränderlichkeit der Schwellziffer und der Durchlässigkeitsziffer berücksichtigen will, so kann man bei der Lösung des Problems ebenso zu Werke gehen, wie bei der Behandlung des zweiten Stadiums der Krustenbildung (Absatz *d*). Wählt man hingegen für die Schwellziffer und für die Durchlässigkeitsziffer Mittelwerte, so ist der zeitliche Verlauf der Durchfeuchtung bereits durch die im Absatz *a* abgeleitete Formel 90 beschrieben. Nach dieser Formel beläuft sich die Dicke der Schwellzone zu einer Zeit t nach erfolgter Überflutung auf

$$z_1 = \sqrt{6\,t\,\frac{k}{a}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (90)$$

a bedeutet nunmehr in dieser Formel die mittlere Schwellziffer des Materiales.

Beispiel. Man schachtet in einer Schlammschicht eine weit ausgedehnte Grube mit einer Tiefe von 1·0 *m* aus und füllt die Grube mit Wasser. Es soll der zeitliche Verlauf des an der Grubensohle einsetzenden Schwellvorganges ohne Rücksicht auf die Veränderlichkeit der Koeffizienten a und k beschrieben werden.

Nachdem die wagrechten Abmessungen der Grube im Vergleich zu der Mächtigkeit des Schlammlagers als groß vorausgesetzt werden, bleibt die Höhenlage des Wasserspiegels in der Grube beinahe unverändert, während sich die Grubensohle infolge der Schwellung hebt. Vor der Füllung der Grube mit Wasser belief sich die Porenziffer in allen Teilen der Schlammschicht auf 0·54 und der ihr entsprechende Kapillardruck auf 4·0 *kg* pro *cm*². (Siehe Beispiel S. 167.) Um mit Hilfe dieser Ziffern die Schwellziffer a und die dem Kapillardruck Null entsprechende Porenziffer ε_1 des Schlammes zu bestimmen, wurde der Schwellvorgang, den der Schlamm nach erfolgter Überflutung erfährt, im Druck-Porenzifferdiagramm durch eine Schaulinie dargestellt. Die Gleichung dieser Schaulinie lautet nach Formel 21

$$\varepsilon = -\frac{1}{A} ln\,(p_s + p_i) + c,$$

worin A den Schwellbeiwert des Schlammes bedeutet. Der Zustand, in dem sich der Schlamm vor dem Beginn der Schwellung befand, ist durch die Ziffern $\varepsilon_0 = 0{\cdot}54$ und $p_0 = 4\,kg$ pro cm^2 gekennzeichnet. Durch diese Ziffern ist der Wert c in Formel 21 und mit ihm auch die Gleichung der Schwellkurve festgelegt. Nach erfolgter Einzeichnung der Schwellkurve wurde der zwischen den Punkten $p_1 = 0$ und $p_0 = 4\,kg$ pro cm^2 gelegene Abschnitt dieser Kurve durch eine Gerade ersetzt. Der Mittelwert der Schwellziffer ist durch die Tangente des Neigungswinkels dieser Geraden gegeben. Er belief sich in unserem Falle auf $a = 0{\cdot}00001\,g^{-1}\,cm^5$.

Die Ordinate ε_1 des Schnittpunktes zwischen der Schwellkurve und der Ordinatenachse gibt die Porenziffer an, welche das Material im entspannten Zustand aufweist. Ihr Wert betrug $\varepsilon_1 = 0{\cdot}66$. Der Schwellvorgang erstreckt sich demnach über ein Porenzifferintervall von 0·54 bis 0·66. Aus dem Porenziffer-Durchlässigkeits-Diagramm konnte entnommen werden, daß sich die Durchlässigkeitsziffer in dem angegebenen Porenzifferbereich im Mittel auf $k = 0{\cdot}264\,cm$ pro Jahr beläuft. Nachdem die mittlere Länge der Längeneinheit $1 + \varepsilon_m = 1{\cdot}60\,cm$ beträgt, hat man für k in die Rechnung den Wert

$$k = \frac{0{\cdot}264}{1 + \varepsilon_m} = \frac{0{\cdot}264}{1{\cdot}60} = 0{\cdot}165\,cm \text{ pro Jahr}$$

einzuführen.

Setzt man die angegebenen Werte in Formel 90 ein, so findet man, daß die Schwellung 24 Stunden bzw. ein Monat und ein Jahr nach erfolgter Füllung der Grube bis in eine Tiefe von 0·16 bzw. 0·83 und 3·15 m (reduziertes Längenmaß!) unter die Grubensohle gedrungen ist. Die Sohle der Grube ist im Lauf dieser Zeiträume um 0·33 bzw. 1·66 und 6·3 cm emporgestiegen. Das Wasser wird also keineswegs rasch in den Schlamm gesaugt, sondern es bildet sich zunächst auf der Sohle der Grube eine weiche, klebrige Schichte, deren Dicke allmählich zunimmt. Der Wassergehalt, welchen der Schlamm in einem gegebenen Zeitpunkt in einer gegebenen Tiefe aufweist sowie die wahre Dicke der durchfeuchteten Schichte läßt sich aus der in der Schwellzone herrschenden Druckverteilung mit Hilfe des Druck-Porenzifferdiagrammes ohneweiters ermitteln. Der Wassergehalt des Schlammes ist infolge des flachen Verlaufes der Schwellkurve (siehe z. B. Fig. 14*b*) sogar unmittelbar unter der Grubensohle klein im Vergleich zu jenem, welchen der Schlamm in sedimentiertem Zustand aufweisen würde.

Die Durchlässigkeit fetter Tone ist wesentlich geringer als die Durchlässigkeit des im Beispiel behandelten Schlammes. Infolgedessen dringt die Schwellung in fetten Tonen noch viel langsamer in die Tiefe, als dies in sandreichen Schlammen der Fall ist. Bei der rechnerischen Behandlung der Schwellung fetter Tone empfiehlt es sich, die Veränderlichkeit der Koeffizienten a und k nach dem im Absatz *d* entwickelten Verfahren zu berücksichtigen.

f) Zeitlicher Verlauf des Verdichtungsvorganges in einer Schlammschicht als Funktion der Absatzgeschwindigkeit. Es sei angenommen, daß in einem Wasserbecken g Gramm Schlammes (Trockengewicht) pro Zeit und Flächeneinheit abgesetzt werden und daß der Sedimentierungsvorgang nach Ablauf einer Zeit t_1 aufhöre. Man frägt nach dem Verlauf der Verdichtung, welche die abgesetzte Schlammschicht unter dem Einfluß des Eigengewichtes erfährt.

Die Grenzbedingungen, welchen die Lösung der Differentialgleichung des Vorganges zu genügen hat (20. Abschnitt, *b*, Formeln 85 u. 86) sind so kompliziert, daß man genötigt ist, den Verlauf des Prozesses mit Hilfe eines Näherungsverfahrens zu erforschen. Zwecks Durchführung des Verfahrens werde für die Durchlässigkeitsziffer ein Mittelwert k angenommen. Die Höhen werden in der vereinbarten Weise durch veränderliche Längeneinheiten derart ausgedrückt, daß eine Lage von der Dicke 1 unabhängig vom Wassergehalt ein Quantum von 1 cm^3 Trockenmaterial pro cm^2 ihrer

Grundfläche enthält. Die Länge der Längeneinheit beträgt $1 + \varepsilon$, worin ε die mittlere Porenziffer des Schlammes bedeutet.

Das spezifische Gewicht der Trockensubstanz sei γ_1. Die pro Zeit- und Flächeneinheit zum Absatz gelangende Schlammmenge hat demnach unter Wasser das Gewicht

$$q = g\,\frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1}$$

$\gamma_1 - 1 = \gamma$ ist das spezifische Gewicht der Trockensubstanz vermindert um den hydrostatischen Auftrieb. In Fig. 30*a* gibt der in einer beliebigen Höhe z durch die

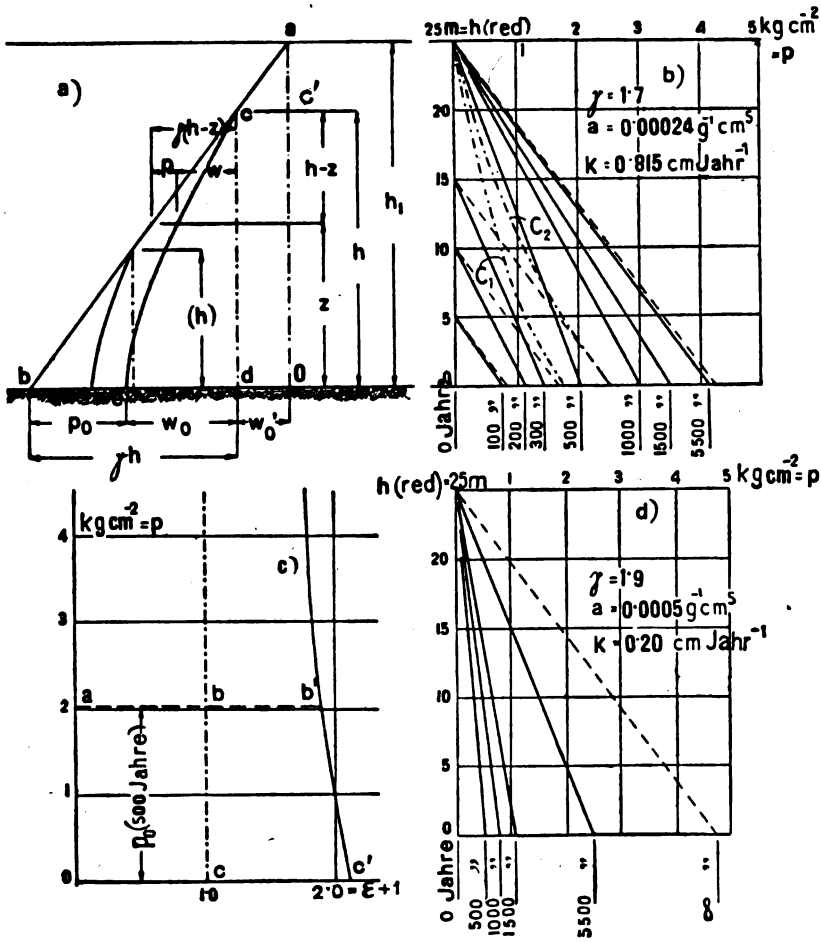


Fig. 30.

Geraden *b c* und *c d* begrenzte Abszissenabschnitt das Gewicht $\gamma\,(h - z)$ an, welches in dieser Höhe bei einer Dicke h der Schlammschicht auf der Flächeneinheit eines wagrechten Querschnittes lastet. Von diesem Gewicht wird ein Teil w durch den im Porenwasser herrschenden hydrostatischen Überdruck (Strömungsdruck) aufgenommen, während sich der andere Teil $\gamma\,(h - z) - w$ von Korn auf Korn nach unten hin überträgt. Die Kurve *c e* teilt das Druckdreieck *b c d* in zwei Hälften, von denen die linke den im Schlamm herrschenden Druck und die rechte den hydrostatischen Überdruck darstellt. Um einen vorläufigen Anhaltspunkt für die Beurteilung der im Schlamm herrschenden Spannungsverteilung zu bekommen, sei folgende Betrachtung angestellt:

Zu einer Zeit t belaufe sich die Dicke der Schlammschicht auf h (Fig. 30a) und das in diesem Zeitpunkt unter dem Einfluß des Eigengewichtes aus dem Schlamm gepreßte Wasser entweiche mit einer Geschwindigkeit v_1 durch die Oberfläche der Schicht. In dem nun folgenden Zeitelement dt setzt sich auf der Schlammoberfläche eine Schlammschicht mit dem Gewicht $q\,dt$ pro Flächeneinheit und der Dicke $dh = \frac{q\,dt}{\gamma}$ ab. Diese Schlammschicht wird vom austretenden Porenwasser mit einer Geschwindigkeit v_1 durchströmt. Bezeichnet dw den an der Unterseite der neu hinzugekommenen Schicht herrschenden hydrostatischen Überdruck, so gilt nach dem Gesetz von Darcy

$$v_1 = k\frac{dw}{dh} = k\frac{\gamma\,dw}{q\,dt}, \quad \text{hieraus} \quad dw = \frac{v_1\,q}{k\,\gamma}\,dt.$$

Von dem Gewicht $q\,dt$ der Deckschicht wird demnach ein Teil durch den hydrostatischen Überdruck dw aufgehoben, während sich der andere Teil

$$dp = q\,dt - dw = q\frac{k\gamma - v_1}{k\,\gamma}\,dt \quad \ldots\ldots\ldots \quad (112)$$

durch die Trockensubstanz des Schlammes nach unten überträgt und in jedem Punkt der Schichte eine Zunahme des im Schlamm herrschenden Druckes p um dp erzeugt. In Wirklichkeit ist die Zunahme, welche dieser Druck erfährt, größer als dp, weil sich die durch Zusatzbelastung erzeugte Druckerhöhung um dp mit der im Laufe des Zeitelementes dt unter dem Einfluß des Eigengewichtes zustandekommenden Druckerhöhung zusammensetzt. Letztere verratet sich durch den Umstand, daß die Schlammschicht auch im Falle der Einstellung des Sedimentierungsprozesses ($dp = 0$) Porenwasser durch ihre Oberfläche entläßt; die Ausströmung von Porenwasser ist ein verläßliches Kennzeichen der Zunahme des im Schlamm herrschenden Druckes. Vernachlässigt man die eben erwähnte, durch das Eigengewicht hervorgerufene Druckerhöhung, so liefert das Rechenverfahren für den im Schlamm herrschenden Druck durchwegs Werte, welche zu klein sind. In der nachfolgenden Betrachtung wurde diese Vernachlässigung vorgenommen. Bedeuten

$\frac{q\,t}{\gamma} = h$ die Dicke, welche die Schlammschicht nach Ablauf einer Zeit t besitzt, und

a die Verdichtungsziffer,

so beläuft sich die unter dem Einfluß des Zusatzdruckes dp pro Zeit- und Flächeneinheit aus dem Schlamm gequetschte Wassermenge auf $a\frac{q\,t}{\gamma}\frac{dp}{dt}$. Diese Wassermenge gibt zugleich die Geschwindigkeit v_1 an, mit welcher das Wasser aus der Schlammschicht austritt. Es gilt demnach

$$v_1 = a\frac{q\,t}{\gamma}\frac{dp}{dt} = a\frac{q\,t}{\gamma}\,q\frac{k\gamma - v_1}{k\,\gamma}. \quad \text{Hieraus}$$

$$v_1 = \frac{a\,k\,\gamma\,q^2\,t}{k\,\gamma^2 + a\,q^2\,t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (113)$$

Der zu einer Zeit t in einer Höhe z über dem Boden des Absatzbeckens im Schlamm herrschende Druck setzt sich aus den Druckerhöhungen dp zusammen, welche dieser Druck seit dem Zeitpunkt t_0 erfuhr, da die Schlammschicht eine Dicke von $z = \frac{q\,t_0}{\gamma}$ erreicht hat. Er beläuft sich demnach auf

$$p = \int_{t_0}^{t} dp = q \int_{t_0}^{t} \left(1 - \frac{v_1}{k\gamma}\right) dt = q \int_{t_0}^{t} \frac{1}{1 + \frac{a q^2}{k \gamma^2} t}\, dt.$$

Hieraus durch Integration und nachfolgende Umformung

$$p = \frac{k\gamma^2}{aq} ln \frac{k\gamma + aqh}{k\gamma + aqz} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (114)$$

Infolge der eingangs erwähnten Vernachlässigung sind die durch Formel 114 bestimmten Werte von p zu klein. Um nun einen oberen Grenzwert für den in einer gegebenen Tiefe $h - z$ der Schlammschicht herrschenden Druck p zu erhalten, berechne man diesen Druck diesmal nicht aus den vom Eigengewicht der Schlammlamellen herrührenden Zusatzdrücken dp, sondern aus dem Strömungsdruck, welchen das durch die Zusatzdrücke dp aus dem Ton gequetschte Wasser auf seinem Weg nach der Tonoberfläche ausübt. Die diesem Strömungsdruck zugeordnete Strömungsgeschwindigkeit ist durch die Formeln 112 und 113 festgelegt. Die wahre Strömungsgeschwindigkeit ist größer, weil bei der Ableitung der genannten Formeln die Wassermenge vernachlässigt wurde, welche infolge der zeitlichen Zunahme der Eigengewichtsspannungen aus dem Ton tritt. Das angedeutete Rechnungsverfahren liefert demnach für den Druckhöhenverlust zu kleine und, wie beabsichtigt, für den im Schlamm herrschenden Druck durchwegs zu große Werte.

Der in einer Tiefe $h - z$ im Schlamm herrschende Druck beläuft sich auf

$$p = (h - z)\gamma - \int_{z}^{h} \frac{v}{k} dz$$

Im Sinne der obigen Vereinbarung soll bei der Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit v bloß die durch den Zusatzdruck dp aus dem Schlamm gepreßte Wassermenge berücksichtigt werden. Diese Wassermenge beläuft sich in jedem Punkt der Schicht auf $a \frac{dp}{dt}$ pro Raumeinheit der Trockensubstanz. Unter dieser Voraussetzung beträgt die Strömungsgeschwindigkeit des Porenwassers in der Höhe z

$$v = a z \frac{dp}{dt}$$

Hieraus mit Hilfe der Formeln 112 und 113, sowie der Beziehung $h = \frac{qt}{\gamma}$

$$v = a z q \left(1 - \frac{v_1}{k\gamma}\right) = \frac{a k \gamma q}{k\gamma + aqh} z$$

Führt man den Wert v in die oben für p abgeleitete Gleichung ein, so erhält man

$$p = (h - z)\gamma - \frac{aq\gamma}{k\gamma + aqh} \int_{z}^{h} z\, dz = (h - z)\gamma - \frac{aq\gamma}{k\gamma + aqh} \frac{h^2 - z^2}{2} \quad \ldots\ldots \quad (115)$$

Die Formeln 114 und 115 liefern die Grenzen, zwischen denen die wahren Werte von p liegen müssen. Für Werte von $\frac{k}{a} > 10^4$ $g\,cm^{-4}$ Jahr^{-1} sind die durch Formel 114 und 115 angegebenen Grenzwerte nicht allzu verschieden voneinander und man kann p schätzungsweise dem arithmetischen Mittel dieser Werte gleich-

setzen. Für kleinere Werte von $\frac{k}{a}$ ist jedoch der Unterschied zwischen den Grenzwerten sehr bedeutend. In diesem Fall ist man ebenso wie in den Absätzen *a* bis *e* genötigt, das Gesetz, nach welchem der Druck mit der Tiefe zunimmt, a priori festzulegen und die Untersuchung auf den zeitlichen Verlauf des Prozesses zu beschränken.

Die durch Formel 114 und 115 beschriebene Spannungsverteilung ist in Fig. 30*b* für das durch $t = t_1$ gekennzeichnete Stadium der Setzung einer Schlammschicht durch die Kurven C_1 und C_2 graphisch dargestellt. Beide Kurven haben eine ähnliche Gestalt und können mit hinreichender Annäherung durch Kurven mit der Gleichung

$$p = \zeta \gamma (1 - e^{-\zeta x})$$

ersetzt werden. In dieser Gleichung bedeuten x den senkrechten Abstand eines Punktes von der jeweiligen Schlammoberfläche und ζ einen mit der Zeit veränderlichen Koeffizienten. Die Auswertung der Gleichung führt jedoch auf eine nicht-lineare Differentialgleichung, deren Lösung sehr umständlich ist. Es empfiehlt sich daher, das Problem noch weitgehender zu vereinfachen, indem man die Kurven durch gerade Linien ersetzt, welche durch die Spitze des Druckdreieckes hindurch gehen. Verlegt man den Koordinatenanfangspunkt in die Spitze dieses Dreieckes und bezeichnet die Ordinaten mit x (Richtung nach unten positiv), so lautet die Gleichung dieser Geraden

$$p = \zeta x \gamma \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (116)$$

worin ζ einen mit der Zeit veränderlichen Koeffizienten bedeutet. Aber auch x ist mit der Zeit veränderlich, weil der Ursprung des Koordinatensystems mit der Schlammoberfläche pro Zeiteinheit um $\frac{q}{\gamma}$ nach oben rückt. Differenziert man p nach der Zeit t, so erhält man

$$\frac{\partial p}{\partial t} = x \gamma \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \zeta \frac{\partial x}{\partial t} \gamma = x \gamma \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \zeta q \quad \ldots\ldots\ldots \quad (117)$$

Der in einer Tiefe x im Porenwasser herrschende hydrostatische Überdruck ist durch den Unterschied zwischen dem durch das Eigengewicht einer Schlammschichte mit der Dicke x erzeugten Flächendruck und dem in dieser Tiefe im Schlamm herrschenden Druck gegeben und beträgt $x \gamma - \zeta x \gamma$. Diese Druckhöhe wird vom Porenwasser auf dem Weg aus der Tiefe x nach der Schlammoberfläche verbraucht. Es gilt demnach

$$x \gamma (1 - \zeta) = \frac{1}{k} \int_0^x v \, dx \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (118)$$

worin v die mit der Tiefe veränderliche Strömungsgeschwindigkeit und k die Durchlässigkeitsziffer bedeuten. Die Wassermenge, welche durch die Flächeneinheit einer in der Tiefe x gelegenen Niveaufläche hindurchtritt, beträgt $a \int_x^h \frac{\partial p}{\partial t} dx$. Dieser Ausdruck gibt zugleich den zu einer Tiefe x gehörigen Wert v der Strömungsgeschwindigkeit an. Führt man diesen Wert in Gleichung 118 ein, so erhält man

$$x \gamma (1 - \zeta) = \frac{a}{k} \int_0^x dx \int_x^h \frac{\partial p}{\partial t} dx = \frac{a}{k} \int_0^x dx \int_x^h \left(x \gamma \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \zeta q \right) dx.$$

Hieraus durch Integration

$$x\gamma(1-\zeta)=\frac{a}{k}\left[\frac{d\zeta}{dt}\gamma\left(\frac{h^2x}{2}-\frac{x^3}{6}\right)+\zeta q\left(hx-\frac{x^2}{2}\right)\right]$$

Um die abgeleitete Beziehung auf die gesamte Schlammschicht auszudehnen, setze man $x=h=\frac{tq}{\gamma}$. Die Substitution ergibt

$$\frac{d\zeta}{dt}+\zeta\frac{3}{t^2}\left(\frac{t}{2}+\frac{\gamma^2k}{aq^2}\right)=\frac{3\gamma^2k}{t^2aq^2} \quad \ldots\ldots\ldots (119)$$

Hieraus durch Integration

$$\zeta=c\frac{e^{\frac{c}{t}}}{t^{\frac{3}{2}}}\left[\int\frac{dt}{e^{\frac{c}{t}}\sqrt{t}}+C\right]$$

worin $c=\frac{3\gamma^2k}{aq^2}$ eine Konstante und C die Integrationskonstante bedeutet. Setzt man in dieser Gleichung $\frac{c}{t}=y$, so geht sie über in

$$\zeta=-e^y y^{\frac{3}{2}}\left[\int\frac{dy}{e^y y^{\frac{3}{2}}}+C\right] \quad \ldots\ldots\ldots (120)$$

Das in der Formel 120 enthaltene Integral läßt sich durch wiederholte partielle Integration in eine Reihe entwickeln, die für sämtliche Werte von t konvergent ist. Für $t=0$ erhält man $\zeta=\infty$ und für $t=\infty$ den Wert $\zeta=0$. Die Grenzwerte von ζ sind demnach vom Wert der Integrationskonstanten unabhängig.

Der Ausdruck $\zeta_0=\infty$ für $t=0$ besagt, daß der im Zeitpunkt $t=0$ im Porenwasser des Tones herrschende hydrostatische Überdruck unendlichmal größer sein sollte als der vom Trockengewicht des Schlammes herrührende Einheitsdruck γh. Nun liegt es in der Natur des in diesem Absatz behandelten Vorganges, daß ζ nicht größer sein kann als die Einheit. Die Gleichung 119 hat demnach für das Anfangsstadium des Sedimentierungsprozesses keine Gültigkeit. Um die hieraus erwachsenden Schwierigkeiten auszuschalten nehme man an, daß der Sedimentierungsvorgang nicht im Zeitpunkt $t=0$, sondern erst nach Ablauf eines kurzen Zeitraumes t einsetze und bestimme die Integrationskonstante derart, daß die Gleichung der Bedingung $\zeta=1$ für $t=t_0$ genügt. Falls der Wert $h_0=\frac{qt_0}{\gamma}$ im Verhältnis zu der Gesamtdicke h_1 der Schlammschichte klein ist, hat die absolute Größe von t_0 auf das Rechnungsergebnis keinen nennenswerten Einfluß.

Leider ist die Konvergenz der Reihe für kleine Werte von t so schwach ausgeprägt, daß man rascher zum Ziel kommt, wenn man die Differentialgleichung auf graphischem Weg löst. Man setzt $\zeta=1$ für $t=t_0$ und bestimmt die Werte von ζ Punkt für Punkt. Der Differentialquotient $\frac{d\zeta}{dt}$ ist durchwegs negativ und der Wert von ζ nähert sich asymptotisch seinem Grenzwert $\zeta=0$ für $t=\infty$.

Man nehme nun an, die Absetzung von Schlamm höre im Zeitpunkt t_1 auf. Es soll näherungsweise festgestellt werden, wie weit die Verdichtung der Masse nach Ablauf eines weiteren Zeitraumes t fortgeschritten ist.

Sobald sich kein Schlamm mehr auf der Oberfläche der bereits gebildeten Schlammschicht absetzt, vermindert sich der Wassergehalt des Schlammes in einer Tiefe x unter der Oberfläche pro Zeit- und Raumeinheit um $a x \gamma \frac{d\zeta}{dt}$. Infolgedessen beläuft sich die pro Zeiteinheit aus dem Schlamm entweichende Wassermenge auf

$$a \gamma \frac{d\zeta}{dt} \int_0^{h_1} x \, dx = \frac{a \gamma h_1^2}{2} \frac{d\zeta}{dt}$$

worin $h_1 = \frac{q t_1}{\gamma}$ die nunmehr konstante Dicke der Schlammschicht bedeutet. Das Gefälle, mit dem das Wasser nach oben strömt, beträgt

$$\frac{h_1 \gamma - \zeta h_1 \gamma}{h_1} = (1 - \zeta) \gamma$$

Zwischen diesem Gefälle und der oben berechneten Austrittsgeschwindigkeit des entweichenden Porenwassers besteht nach dem Gesetz von Darcy die Beziehung

$$\frac{a \gamma h_1^2}{2} \frac{d\zeta}{dt} = k \gamma (1 - \zeta) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (121)$$

Der Zeitpunkt Null entspricht im Sinne unserer Annahme dem Augenblick, da der Sedimentierungsprozeß aufhörte. Der Wert ζ_1, welcher diesem Zeitpunkt entspricht, kann berechnet werden, indem man in Gleichung 119 für t den Wert t_1 einführt. Löst man die Gleichung 121 auf Grund der Bedingung $\zeta = \zeta_1$ für $t = 0$, so erhält man

$$1 - \zeta = (1 - \zeta_1) \, e^{-\frac{2k}{a h_1^2} t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (122)$$

Während des Verdichtungsvorganges nehmen die mittleren Werte der Durchlässigkeitsziffer k und der Verdichtungsziffer a ab. Nach Formel 53a ist jedoch das Produkt $k \, (p + p_0 + p_c) = c$ nahezu konstant. Die Verdichtungsziffer a beläuft sich nach Formel 99a auf $a = \frac{a}{p + p_0 + p_c}$. Infolgedessen ist der Wert des Quotienten

$$\frac{k}{a} = \frac{\frac{c_1}{p + p_0 + p_c}}{\frac{a}{p + p_0 + p_c}} = \frac{c_1}{a}$$

in Formel 122 trotz der Veränderlichkeit der Werte a und k nahezu von der Zeit unabhängig und kann mit hinreichender Genauigkeit für die ganze Dauer des durch Formel 122 beschriebenen Vorganges als konstant betrachtet werden.

Die wahre Dicke der Schlammschicht ist für jedes Stadium des Verdichtungsvorganges durch die reduzierte Dicke der Schichte, die Druckverteilung und den Hauptast des Druck-Porenzifferdiagrammes gegeben. Ist h_1 die reduzierte Dicke und p_0 der im Schlamm dicht über dem Boden des Absatzbeckens herrschende Druck, so beläuft sich der Druck p in einer Tiefe x auf

$$p = p_0 \frac{x}{h_1}$$

Die wahre Länge der Längeneinheit beträgt $1 + \varepsilon$. Die zu jedem Druck p gehörige Porenziffer ε kann aus dem Druck-Porenzifferdiagramm entnommen werden. Trägt man in einem Diagramm die Drücke p als Ordinaten und die zugehörigen Werte

von $1 + \varepsilon$ als Abszissen auf (Fig. 30*c*), so ergibt sich die wahre Dicke der Schlammschicht aus der Beziehung

$$h = \frac{\int_0^{h_1} (1+\varepsilon)\, dx}{h_1} = \frac{\int_0^{p_0} (1+\varepsilon)\, dp}{p_0} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (123)$$

Die Integration wird graphisch durchgeführt.

Beispiel. An der Mündung eines schlammführenden Flusses bilde sich ein Delta mit einer Mächtigkeit von 50 *m* und einer meerseitigen Böschung von 1 : 10. Die Küstenlinie des Deltas rücke pro Jahr um 1 *m* meerwärts vor[167]). Das zur Ablagerung gelangende Material sei identisch mit dem im vorangegangenen Beispiel behandelten Schlamm. Gefragt wird nach der Druckverteilung, welche im Schlamm unmittelbar unterhalb der Küste, sowie in einer Entfernung von 1 *km* bzw. 5 *km* landeinwärts von der Küstenlinie herrscht. Die Rechnung soll ohne Rücksicht auf die Verdichtung erfolgen, welche der landseitige Abschnitt des Schlammlagers durch den auf seine Oberfläche wirkenden Kapillardruck erfährt.

Die Breite der Zone, innerhalb welcher der Schlamm zur Ablagerung kommt, beläuft sich auf $50{\cdot}0 \times 10 = 500$ *m*. Nachdem sich die Küstenlinie pro Jahr um 1 *m* meerwärts vorschiebt, erfordert die Zunahme der Dicke der Schlammschicht von 0 auf 50 *m* einen Zeitraum von $500 : 1 = 500$ Jahren und die wahre Dicke der Schlammschicht nimmt im Bereich der Ablagerungszone pro Jahr um $50{\cdot}0 : 500 = 0{\cdot}1\ m = 10\ cm$ zu. Das spezifische Gewicht der Trockensubstanz des Schlammes betrage $\gamma_1 = 2{\cdot}7$. Hieraus ergibt sich $\gamma = \gamma_1 - 1 = 1{\cdot}7$.

Um einen Anhaltspunkt für die Berechnung der reduzierten Dicke der Schichte zu bekommen, sei versuchsweise angenommen, daß die Hälfte des Gewichtes der Schlammmasse im Küstenbereich des Deltas durch den Strömungsdruck kompensiert werde und daß die Konsistenzform des Schlammes im selben Bereich einer mittleren Porenziffer $\varepsilon = 1{\cdot}00$ entspreche. Unter dieser Voraussetzung beläuft sich das um den hydrostatischen Auftrieb verminderte Gewicht der Schlammschicht auf $\frac{5000 \times 1{\cdot}7}{1+1{\cdot}0} = 4250\ g = 4{\cdot}25\ kg$ pro Quadratzentimeter der wasserundurchlässigen Unterlage des Deltas und der im Deltaschlamm unmittelbar über der Deltaunterlage ($z = 0$) herrschende Druck auf $4{\cdot}25 - 2{\cdot}125 = 2{\cdot}125\ kg$ pro cm^2. Dieser Druck entspricht nach dem Druck-Porenzifferdiagramm einer Porenziffer von $\varepsilon = 0{\cdot}8$. An der Schichtenoberfläche ($z = h$) herrscht im Schlamm der Druck $p = 0$ und die Porenziffer ist für $p = 0$ durch die Fließgrenze des Schlammes gegeben. Letztere wurde durch einen Versuch bestimmt und beträgt 1·2. Die mittlere Porenziffer des Schlammes beläuft sich demnach im Küstenbereich auf $\varepsilon_m = \frac{0{\cdot}8 + 1{\cdot}2}{2} = 1{\cdot}0$ und die mittlere Länge der Längeneinheit auf $1 + \varepsilon_m = 2{\cdot}0$. Mit dieser Ziffer ist die Grundlage für die Reduktion der eingangs angeführten ziffernmäßigen Daten gegeben.

Nachdem die wahre Dicke der Schlammschicht pro Jahr um 10 *cm* zunimmt, kommen pro Jahr und Quadratzentimeter $10 : 2{\cdot}00 = 5\ cm^3$ Trockensubstanz zum Absatz. Das um den hydrostatischen Auftrieb verminderte Gewicht q dieser Schlamm-Menge beträgt

$$q = 5\,.\,1{\cdot}7 = 8{\cdot}5\ g\ cm^{-2}$$

und die reduzierte Dicke der Schlammablagerung

$$\frac{50{\cdot}0}{1+\varepsilon_m} = \frac{50{\cdot}0}{2{\cdot}0} = 25{\cdot}0\ m.$$

[167]) Die Küstenlinie des Rhone-Deltas wandert pro Jahr im Durchschnitt um 2 *m* und jene des Mississippi-Deltas stellenweise sogar um 100 *m* meerwärts.

Aus dem Porenziffer-Durchlässigkeitsdiagramm wurde entnommen, daß der Schlamm bei einer mittleren Porenziffer von $\varepsilon_m = 1{\cdot}00$ eine mittlere Durchlässigkeitsziffer von $k = 1{\cdot}63\ cm\ \text{Jahr}^{-1}$ aufweist. Nachdem sich die mittlere Länge der Längeneinheit in der Strömungsrichtung auf 2·0 beläuft, hat man für k in die Rechnung den Wert

$$k = \frac{1{\cdot}63}{2{\cdot}0} = 0{\cdot}815\ cm\ \text{Jahr}^{-1}$$

einzuführen. Der Mittelwert der Verdichtungsziffer beträgt für ein Porenzifferintervall von 0·8 bis 1·2

$$a = 0{\cdot}00024\ g^{-1}\,cm^5.$$

Die Zunahme der wahren Schichtendicke von 0 auf 50 m (bzw. der reduzierten Dicke von 0 auf 25 m) nimmt, wie oben erwähnt, 500 Jahre in Anspruch. Die im Zeitpunkt $t_1 = 500$ Jahre im Schlamm herrschende Druckverteilung wurde mit Hilfe der Formeln 114 bzw. 115 berechnet. Das Rechnungsergebnis ist in Fig. 30*b* durch die strichlierten Kurven C_1 bzw. C_2 dargestellt. Nachdem die von den Formeln 114 bzw. 115 gelieferten Werte von p voraussetzungsgemäß die Grenzen angeben, zwischen denen der wahre Wert von p liegt, sollte die wahre Druckverteilungskurve innerhalb der von den Kurven C_1 und C_2 begrenzten Fläche verlaufen.

Die Gleichung 119 lieferte für $t = 100$, 200, 300 und 500 Jahre die Werte $\zeta = 0{\cdot}93$, 0·654, 0·561 und 0·454. Die reduzierten Schichtendicken belaufen sich in den angegebenen Zeitpunkten auf $h = \frac{q\,t}{\gamma} = 5$ bzw. 10, 15 und 25 m. Durch die Schichtendicke und den ihr zugeordneten Wert von ζ ist die im Schlamm herrschende Druckverteilung festgelegt. Die Druckverteilungslinien sind in Fig. 30*b* voll ausgezogen. Die Abszissen der strichlierten Geraden geben die Werte der Summen $p + w = \gamma\,(h - z)$ an. Die zum Wert $t = 500$ Jahre gehörige Druckverteilungslinie schneidet die Kurve C_2 und gibt die im Delta unterhalb der Küstenlinie herrschende Druckverteilung an.

Vom Zeitpunkt $t = 500$ Jahre angefangen bleibt die reduzierte Dicke der Schlammschicht unverändert und die weitere Verdichtung erfolgt lediglich unter dem Einfluß des nunmehr konstanten Eigengewichtes der Masse. Ihr Verlauf ist durch Formel 122 festgelegt. Nachdem die Küstenlinie pro Jahr um 1 m meerwärts vorrückt, befindet sich ein im Zeitpunkt $t_1 = 500$ Jahre an der Küste gelegener Punkt 1000 bzw. 5000 Jahre später 1 km bzw. 5 km landeinwärts. Für $t = 1000$ bzw. 5000 Jahre liefert die Formel 122 die Werte $\zeta = 0{\cdot}816$ und 0·997. Durch diese Werte ist die im Schlamm in den angegebenen Entfernungen von der Küste herrschende Druckverteilung bestimmt (Fig. 30*b*). Mit Hilfe des durch Formel 123 beschriebenen Verfahrens wurde gefunden, daß sich die Schlammoberfläche in einer Entfernung von 0 bzw. 1 und 5 km landeinwärts pro Jahr um 0·74 bzw. 0·25 und 0·03 cm senkt.

Aus dem Beispiel geht hervor, daß sich sogar ein sandreicher, verhältnismäßig stark durchlässiger Schlamm nur langsam verfestigt. Um so mehr gilt dies für kolloidreiche Schlamme. Führt man in dem oben durchgerechneten Beispiel für a, k und γ_1 die Konstanten des marinen Tones IV, Tabelle 19, ein, so ergeben sich die in Fig. 30*d* dargestellten Druckverteilungslinien. Ein aus diesem Ton bestehendes Delta weist erst in einer Entfernung von 5 km landeinwärts die Druckverteilung auf, welche unterhalb der Küstenlinie ($t = 500$ Jahre) des Schlammdeltas Fig. 30*b* herrscht. Die geringe Tragfähigkeit schlammiger Küstenablagerungen ist demnach keineswegs eine überraschende Erscheinung.

In der Natur nimmt der Kolloidgehalt der Deltaablagerungen in der Regel mit der Tiefe zu. Obendrein wechsellagern sandreiche und tonreiche Schichten. Um die Wirkung einer zwischen sandreicheren Schichten abgelagerten tonreichen Lage auf den Verlauf des Verdichtungsvorganges zu beurteilen, greife man auf das im 20. Abschnitt *b*, Problem *D*, mitgeteilte thermodynamische Gleichnis des Vorganges zurück. Die Tonlage spielt im Schichtverband der Deltaablagerung dieselbe Rolle

wie eine in die Säule eingeschaltete Scheibe eines schlechten Wärmeleiters. Die unterhalb dieser Scheibe aufgespeicherte Wärmemenge kann nur langsam entweichen, während der Abkühlungsprozeß oberhalb derselben infolge Verzögerung des Wärmenachschubes eine Beschleunigung erfährt. Die Aufspeicherung der Wärme unterhalb der isolierenden Scheibe entspricht einer Aufspeicherung des Wassers unterhalb der Tonschicht, während die rasche Abkühlung des oberhalb der Scheibe befindlichen Säulenabschnittes ihr Gegenstück in der beschleunigten Verdichtung der oberhalb der Tonschicht abgelagerten Schlammschicht findet.

Lagert sich hingegen zwischen tonreichen Schichten eine Sandschicht ab, so führt diese Schicht infolge des nach Fig. 30 im Porenwasser des Schlammes herrschenden, mit der Tiefe zunehmenden hydrostatischen Überdruckes artesisches Wasser (siehe Absatz *h*).

g) Verdichtung einer Schlammschicht durch Zusammenwirken von Eigengewicht und Verdunstung. Der oberhalb des freien Wasserspiegels gelegene Teil der Oberfläche eines Deltas sei der Austrocknung durch Verdunstung ausgesetzt. Die Verdunstungsgeschwindigkeit betrage v. Es soll für einen gegebenen Punkt der Oberfläche die Beziehung ermittelt werden, die zwischen der Zeit und der Dicke besteht, welche die Verdunstungskruste unterhalb dieses Punktes aufweist.

Im Absatz *d* wurde gezeigt, daß man im zeitlichen Verlauf der Krustenbildung zwei Stadien zu unterscheiden hat. Im ersten Stadium nimmt der Kapillardruck mit der Zeit zu und sein Wert ist durch die Bedingung festgelegt, daß die vom Kapillardruck pro Zeiteinheit aus dem Schlamm gequetschte Wassermenge gleich sein muß der Wassermenge v, welche an der Oberfläche pro Zeiteinheit verdunstet. Falls man den an der Oberfläche der Schlamm-Masse wirksamen Kapillardruck ausschaltet, so tritt das Porenwasser nach Absatz *f* mit einer von der Küstendistanz abhängigen Geschwindigkeit v_0 durch die Oberfläche aus. Die Krustenbildung geht demnach auf einer im Zustand fortschreitender Setzung befindlichen Deltaablagerung ebenso vor sich, wie an der Oberfläche einer Schlammschicht, deren Eigengewicht sich bereits ausgewirkt hat (hydrostatischer Überdruck in allen Punkten der Schicht gleich Null) und deren Porenwasser nicht mit einer Geschwindigkeit v, sondern mit einer Geschwindigkeit $v - v_0$ verdunstet. Im zweiten Stadium ist der Wert des Kapillardruckes konstant und beläuft sich auf den Wert p_k des Schrumpfdruckes. Die Summe aus der unter dem Einfluß des Eigengewichtes ausströmenden und der durch den Schrumpfdruck p_k aus dem Schlamm gequetschten Wassermenge ist in diesem Stadium kleiner als die Wassermenge v, welche nach Formel 100 bei einem Kapillardruck $p_0 + p_1 = p_k$ an der Schlammoberfläche verdunsten sollte. Infolgedessen wird der Verlauf der Krustenbildung in diesem Stadium durch den im Innern des Deltas unter dem Einfluß des Eigengewichtes fortschreitenden Verdichtungsprozeß überhaupt nicht beeinflußt. Die eben geschilderte Wechselwirkung zwischen den beiden gleichzeitig stattfindenden Vorgängen ist derart einfach, daß man den zeitlichen Verlauf des kombinierten Vorganges ohneweiters mit Hilfe der in den Absätzen *d* und *f* entwickelten Formeln verfolgen kann.

Beispiel. Bei der im Absatz *e* durchgeführten Berechnung der Drücke, welche in einer Deltaablagerung herrschen, wurde der auf den trockengelegten Teil der Deltaoberfläche wirkende Kapillardruck nicht berücksichtigt. Diese Vernachlässigung sei nun ausgeschaltet. Man will die Zeit bestimmen, welche zwischen der Trockenlegung eines gegebenen Punktes der Deltaoberfläche und dem Augenblick verstreicht, da der Kapillardruck in diesem Punkt den Wert des Schrumpfdruckes $p_k = 46\ kg$ pro cm^2 erreicht. Man fragt obendrein nach der Dicke, welche die Kruste in diesem Augenblick besitzt.

Für die Geschwindigkeit v_0, mit welcher das Wasser unmittelbar nach erfolgter Ablagerung der obersten Schlammschicht aus dem Boden entweicht, wurde im Beispiel Absatz *f* der Wert 0·74 *cm* pro Jahr gefunden. Nimmt man an, daß sich die Oberfläche dieser obersten Schicht bereits oberhalb des Normalwasserspiegels befinde, so entspricht

der Zeitpunkt ihrer Ablagerung dem Nullpunkt unserer Zeitrechnung und der Punkt, für welchen die Untersuchung durchgeführt werden soll, stellt im Zeitpunkt $t = 0$ einen Punkt der Küstenlinie dar. Nachdem das erste Stadium der Krustenbildung in verhältnismäßig kurzer Zeit durchlaufen wird, rückt die Küstenlinie im Laufe dieses Stadiums nur um einen kleinen Betrag von dem gewählten Punkt ab. Infolgedessen kann der Wert von v_0 für die ganze Dauer des ersten Stadiums als konstant vorausgesetzt werden. Die Porenziffer, welche der Schlamm an der Oberfläche vor erfolgter Trockenlegung derselben aufweist, ist durch die Fließgrenze des Schlammes ($\varepsilon = 1{\cdot}2$, nach Absatz *f*) gegeben. Die Werte $\alpha = 0{\cdot}0965$, $p_c = 20\,g\,cm^{-2}$, $k(p + p_0 + p_c) = 670$ und der Wert $v = 18{\cdot}0\,cm$ Jahr^{-1} bzw. $18{\cdot}0 - 0{\cdot}000247\,(p + p_0 - 9500)\,cm$ Jahr^{-1} der Verdunstungsgeschwindigkeit wurden aus dem Zahlenbeispiel Absatz *d*, Seite 120, übernommen. Der Anfangsdruck p_0 ist gleich Null. Das Druckintervall, das den Vorgang umfaßt, erstreckt sich demnach von $p_1 = 0$ bis $p_1 = p_k = 46\,kg$ pro cm^2.

Nachdem das Porenwasser im Falle der Ausschaltung des Kapillardruckes in der Umgebung des gewählten Punktes, wie oben erwähnt, mit einer Geschwindigkeit $v_0 = 0{\cdot}74\,cm$ Jahr^{-1} durch die Schlammoberfläche nach außen strömt, wurde in die zur Berechnung des Kapillardruckes und der Krustendicke dienenden Formeln 101 bis 104 (erstes Stadium, parabolische Druckverteilung) nicht der volle, sondern der um $0{\cdot}74\,cm$ Jahr^{-1} verminderte Wert der Verdunstungsgeschwindigkeit eingeführt. Die Formeln lieferten für $p_1 = 23$ und $46\,kg$ pro cm^2 die Werte $t = 2{\cdot}08$ und $4{\cdot}87$ Jahre sowie $z_1 = 67{\cdot}3$ bzw. $114\,cm$. Die Werte z_1 geben die den angegebenen Werten von t entsprechenden, reduzierten Werte der Krustendicke an. Mit $p_1 = p_k = 46\,kg\,cm^{-2}$, $t = t_1 = 4{\cdot}87$ Jahre und $z_1 = z_g = 114\,cm$ ist die Grenze zwischen dem ersten und dem zweiten Stadium der Krustenbildung festgelegt. Nach Formel 110 (zweites Stadium, geradlinige Druckverteilung) beläuft sich die Krustendicke an der Grenze zwischen dem ersten und dem zweiten Stadium ($p_1 = p_k = 46\,kg$ pro cm^2 und $v_1 = 18{\cdot}0 - 9{\cdot}0 - 0{\cdot}74 = 8{\cdot}26\,cm$ pro Jahr) auf $z_1 = z_g = 116\,cm$. Für die Zeit, welche im Laufe der Zunahme der Krustendicke von 116 auf 216 bzw. 316 *cm* verstreicht, lieferte die Formel 108 die Werte $t = 11{\cdot}30$ bzw. $28{\cdot}80$ Jahre.

In Fig. 31 *a* und *b* wurden die im zweiten Stadium der Krustenbildung unterhalb der wagrechten, wasserfreien Oberfläche der Deltaablagerung herrschenden Druck- und Spannungsverhältnisse schematisch dargestellt. Die Abszissen der äußeren Begrenzung der schraffierten Flächen in Fig. 31 *a* geben die im Porenwasser des Schlammes herrschenden Druckhöhen an. In der Figur bedeuten

z_1 die Krustendicke,

$w_1 = \gamma h - p_1$ den an der Basis der Schlammschicht im Porenwasser herrschenden hydrostatischen Überdruck und

$w_k = -p_k$ den an der Oberfläche im Porenwasser vorhandenen Unterdruck.

Gräbt man in den Schlamm einen Graben mit einer Tiefe $T > z_1$, so tritt durch die Sohle des Grabens Wasser aus, während der obere Teil der Böschungen desselben Wasser einsaugt. Die Abszissen der äußeren Begrenzung der schraffierten Flächen in Fig. 31 *b* sind ein Maß für die im Schlamm herrschenden Drücke. In einer Tiefe z_1 sind diese Drücke am kleinsten und der Schlamm daher am weichsten.

Die in der Deltamasse herrschende Druckverteilung ändert sich mit dem Abstand des Querschnittes von der Küstenlinie. Fig. 31 *c* stellt die Druckverteilung für einen senkrecht zur Küstenlinie geführten Längenschnitt dar. Die Höhen wurden in der Figur im zehnfachen Maßstab der Längen aufgetragen. Die Berechnung der Drücke erfolgte auf Grund der im Ziffernbeispiel Absatz *f* für die Beschaffenheit des Schlammes und die Abmessungen sowie die Wachstumsgeschwindigkeit des Deltas gemachten Annahmen. Die Punkte gleichen hydrostatischen Druckes wurden durch strichpunktierte und jene gleichen Schlammdruckes p durch ungebrochene Kurven miteinander verbunden. Die Zone größten hydrostatischen Überdruckes befindet sich unterhalb der Küstenlinie, dicht oberhalb der Sohle der Schlammschicht. Nachdem der Überdruck von dieser inselförmigen Zone aus nach allen Richtungen hin abnimmt,

erfährt die in der Rechnung als lotrecht nach aufwärts vorausgesetzte Richtung der Porenwasserströmung eine Ablenkung nach den benachbarten Zonen geringeren Überdruckes, sowie nach dem Verbreitungsgebiet des hydrostatischen Unterdruckes (Kruste). Der Verlauf der unteren Grenze der Verdunstungskruste wurde auf Grund der Annahme ermittelt, daß die Zunahme der Dicke der Kruste nur im Laufe eines Monates pro Jahr erfolge. Der Wert von einem Monat ist sicher nicht zu tief gegriffen, weil die Verdunstung des Porenwassers nach einem Regenfall erst dann wieder einsetzt, sobald das von der ausgetrockneten Oberschicht aufgesaugte Regenwasser verdunstet ist. In der Zwischenzeit saugt die Verdunstungskruste aus der durchfeuchteten Deckschicht Wasser an und nimmt außerdem das aus dem weichgebliebenen Teil der Schlammschicht mit der Geschwindigkeit $v = v_0$ nach oben hin entweichende Wasser in sich auf. Infolgedessen schreitet der Krustenbildungsprozeß in dem zur

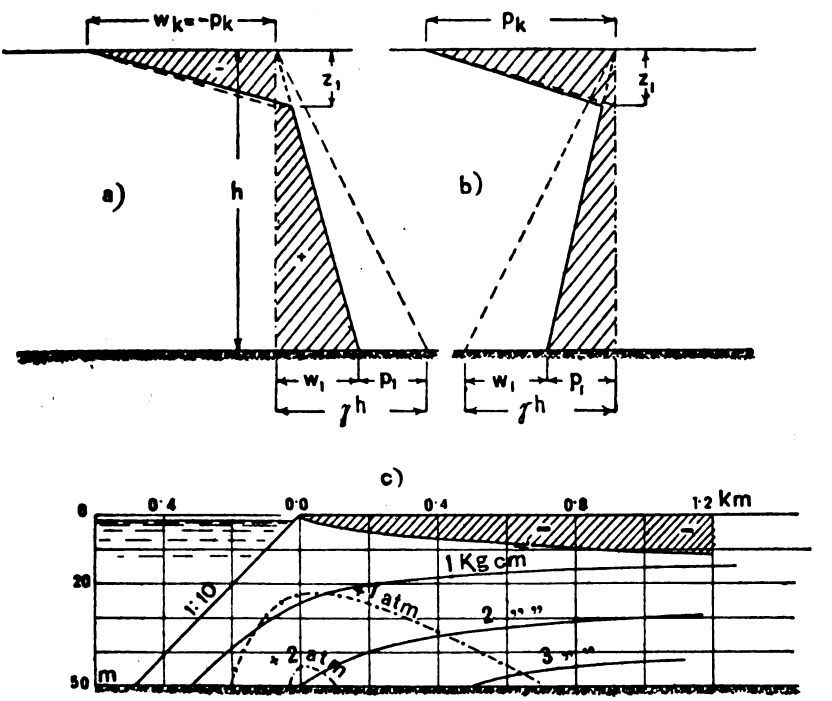


Fig. 31.

Austrocknung der zerklüfteten Deckschicht erforderlichen Zeitraum nicht nur nicht fort, sondern er wird sogar rückläufig.

Die in Fig. 31*c* im Querschnitt dargestellte Ablagerung kann mit einer Wassermasse verglichen werden, deren Oberfläche mit einer Eiskruste bedeckt ist. Die im Wasser aufgespeicherte Wärmemenge wird durch die Eiskruste hindurch in den Raum ausgestrahlt.

h) Setzung von Schlammschichten als Folge des Anbohrens sandiger Zwischenlagen. Bohrt man eine Sandschicht an, welche sich an der Basis einer in Verdichtung durch Eigengewicht begriffenen Schlammablagerung befindet und läßt das Wasser in der Höhe der Schlammoberfläche aus dem Bohrloch abfließen, so wird der hydrostatische Überdruck w, welcher bis dahin im Porenwasser des Sandes geherrscht hat, gleich Null und der Schlamm erfährt oberhalb der Sandschicht unter dem Einfluß des Eigengewichtes eine Verdichtung. Das hiebei ausgequetschte Porenwasser entweicht durch die Sandschicht nach dem Bohrloch.

Fig. 32 stellt den Querschnitt durch eine solche Schichtenfolge dar. $O\,a\,c$ ist das Druckdreieck. Die Länge seiner Basis $O\,c$ beläuft sich auf $p_0 + w_0 = \gamma\,h$. Durch die Gerade $a\,b$ werden die Abszissen der Hypothenuse $a\,c$ des Druckdreieckes $O\,a\,c$ in zwei ungleiche Abschnitte geteilt, von denen der linke den im Schlamm herrschenden Druck p und der rechte den hydrostatischen Überdruck w angibt. Der Endpunkt b der Geraden $a\,b$ (Druckverteilungslinie) nähert sich im Laufe der Zeit mit abnehmender Geschwindigkeit dem Punkt c. Die in der Figur zur Darstellung gebrachte Lage der Druckverteilungslinie entspricht dem Zeitpunkt, in welchem die Sandschicht angebohrt wurde. Nach erfolgter Niederbringung des Bohrloches wird die Porenwasserströmung, welche bis zum Augenblick der Aufschließung der Sandschicht durchwegs von unten nach oben hin erfolgte, im untersten Teil der Schlammschicht in die entgegengesetzte Richtung abgelenkt. Das Porenwasser strömt fortan nur mehr aus den oberen Schichten nach der Schlammoberfläche, aus den tiefer gelegenen Schichten hingegen nach der Sandoberfläche ab. Die Wasserscheide rückt im Laufe der Zeit von b über a_1 und a_1' nach oben und erreicht nach einer Zeit $t = \infty$ den Punkt d. Die Differentialgleichung der Kurve $b\,d$ läßt sich aus den im Schlamm herrschenden Druck-, Gefälls- und Durchlässigkeitsverhältnissen mit Hilfe der Bedingung ableiten, daß sich das Gefälle an der Wasserscheide auf Null belaufe. Nachdem sich jedoch die Kurve $b\,d$ für das Anfangsstadium des Vorganges mit der geraden Linie $a\,b$ nahezu deckt, kann man für dieses Stadium den nach oben gerichteten Teil der Porenwasserströmung vernachlässigen. Damit ist die Aufgabe auf das Problem zurückgeführt, die durch einen Flächendruck $p_1 = w_0$ pro Zeiteinheit aus einem Schlamm mit gegebenem Wassergehalt ausgepreßte Wassermenge zu berechnen. Dieses Problem wurde bereits im Absatz a dieses Abschnittes gelöst. Die Rechnung lieferte die Formel

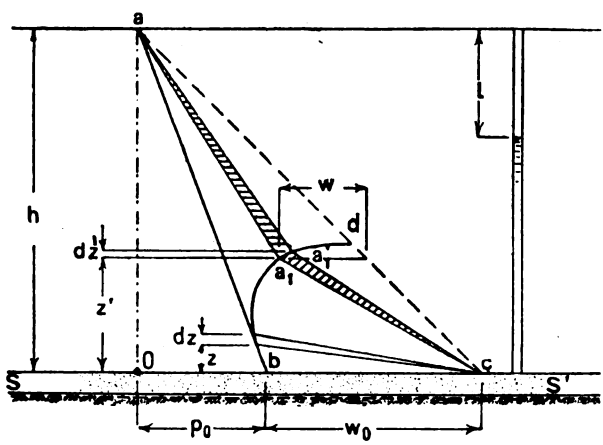


Fig. 32.

$$z = \sqrt{6\,t\,\frac{k}{a}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (90)$$

Formel 90 beschreibt auch den zeitlichen Verlauf der Wirkung des Anbohrens der Sandschicht. Überträgt man die in der Formel enthaltenen Symbole auf den vorliegenden Fall, so bedeuten

z die Höhe, bis zu welcher die Verdichtung nach Ablauf einer Zeit t von der Oberfläche der Sandschicht nach oben gedrungen ist,

a die mittlere Verdichtungsziffer des Schlammes für ein Druckintervall von p_0 bis $p_0 + w_0 = \gamma\,h$, und

k die mittlere Durchlässigkeitsziffer für dasselbe Druckintervall.

Die Beziehung, welche zwischen der seit dem Anbohren der Sandschicht verstrichenen Zeit t und der durch das Anbohren hervorgerufenen Senkung s der Schlammoberfläche besteht, kann mit Hilfe der Formel 90 auf folgende Weise abgeleitet werden: Im Zeitpunkt t befinde sich die Wasserscheide in der Höhe z. Die Wassermenge, welche im Zeitraum 0 bis t aus dem Brunnen geflossen ist, beläuft sich auf $\frac{1}{2}\,a\,w_0\,z$

pro Flächeneinheit der Schicht. Der Ausdruck $\frac{1}{2} a w_0 z$ gibt zugleich den Setzungsbetrag s an. Der Wert von z ist durch die Formel 90 gegeben. Es gilt demnach

$$s = \frac{1}{2} a w_0 z = \frac{1}{2} a w_0 \sqrt{6 \frac{k}{a} t} = \frac{1}{2} w_0 \sqrt{6 a k t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (124)$$

Die gesamte, im Laufe des Zeitraumes 0 bis t aus dem Brunnen geflossene Wassermenge ist durch das Produkt aus dem Flächeninhalt F der Sandschicht und dem Setzungsbetrag s gegeben. Senkt man den Wasserspiegel im Brunnen durch Pumpen um l ab, so hat man den Wert w_0 in Formel 124 durch $w_0 + l$ zu ersetzen und die ausgeflossene Wassermenge beträgt

$$Q = \frac{1}{2} (w_0 + l) F \sqrt{6 a k t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (125)$$

Beispiel. Die Sandschicht befinde sich unterhalb der im Absatz *f* behandelten Delta-Ablagerung und werde in einer Entfernung von 0·5 *km* von der Küstenlinie angebohrt. Um welchen Betrag senkt sich das Gelände im Lauf des ersten Jahres?

Die Küstendistanz 0·5 *km* entspricht in der Entstehungsgeschichte des Deltas einem Zeitpunkt $t = 1000$ Jahre. In diesem Zeitpunkt beläuft sich der an der Basis der Schlammablagerung im Schlamm herrschende Druck nach Fig. 30*b* auf $p_0 = 3{\cdot}0$ *kg* pro *cm*² und der hydrostatische Überdruck im Porenwasser auf $w_0 = \gamma h - p_0 = 4{\cdot}25 - -3{\cdot}00 = 1{\cdot}25$ *kg* pro *cm*². Die mittlere Verdichtungsziffer beträgt für ein Druckintervall von 3·0 bis 4·25 *kg* pro *cm*² $a = 0{\cdot}00009\ g^{-1}\ cm^5$, die mittlere Porenziffer $\varepsilon = 0{\cdot}60$ und die mittlere Durchlässigkeitsziffer $\frac{0{\cdot}484}{1 + 0{\cdot}6} = 0{\cdot}302$ *cm* Jahr^{-1}. Mit diesen Werten liefert Formel 90 mit $t = 1$ Jahr den Wert $z = 144{\cdot}0$ *cm*. Die Senkung der Schlammoberfläche berechnet sich mit

$$s = \frac{1}{2} . 0{\cdot}00009 . 1250 . 144{\cdot}0 = 8{\cdot}1\ cm.$$

Der Verfasser hatte Gelegenheit, die Wirkung der Abteufung eines Brunnens zu studieren, welcher in der Nachbarschaft eines Maschinenhauses durch eine zähe Schlammschicht hindurch bis in eine tonfreie Sandschicht niedergebracht wurde. Während der ersten drei, nach beendigter Abteufung verstrichenen Monate senkte sich das Maschinenhaus um 10 bis 15 *cm* und mit ihm das ganze Nachbargelände. Im Lauf der folgenden neun Jahre nahm das Gesamtausmaß der Setzungen bis auf 40 *cm* zu, wobei die Setzungsgeschwindigkeit in Übereinstimmung mit der Theorie des Vorganges mit der Zeit abnahm. Der Brunnen lieferte schwach artesisches Wasser.

Wenn die unterhalb eines Deltas befindliche Sandschicht eine bedeutende Ausdehnung besitzt, so geht durch Vermittlung der Sandschicht ein teilweiser Ausgleich des nach Fig. 31*c* im Porenwasser des Schlammes herrschenden hydrostatischen Überdruckes vor sich.

V. Hauptstück.

Statik des Bodens.

Die im III. Hauptstück behandelten Beziehungen, welche zwischen den Spannungen und den von ihnen bewirkten Formänderungen der Böden bestehen, sind wesentlich komplizierter als das für die festen Baumaterialien mit hinreichender Genauigkeit zutreffende Hookesche Gesetz. Nachdem nun die statischen Probleme des Erdbaues sogar bei vorausgesetzter Gültigkeit des Hookeschen Gesetzes und mit Ausschluß der hydrodynamischen Spannungserscheinungen fast ausnahmslos schwierig zu behandeln sind, so muß sich die Erdbaustatik notgedrungen auf die theoretische Untersuchung schematisierter Fälle beschränken.

Die von solchen Untersuchungen gelieferten Ziffern können nicht den Anspruch auf jenen Grad der Genauigkeit erheben, welchen wir von den ziffernmäßigen Resultaten festigkeitstheoretischer Untersuchungen erwarten. Sie geben uns jedoch ein Bild von der Größenordnung der Kräfte, mit denen wir zu rechnen haben, vom zeitlichen Verlauf der Vorgänge und von der relativen Bedeutung der Faktoren, welche diesen Verlauf beeinflussen. Das ist alles, was man billigerweise von den Ergebnissen einer erdbaustatischen Untersuchung erwarten kann und weitaus mehr, als die klassische Erdbaumechanik zu leisten imstande war.

Die Mehrzahl der Bodeneigenschaften, welche den Gegenstand der ersten vier Hauptstücke bildeten, waren bisher wenig oder gar nicht bekannt. Das nächste Ziel der erdbaustatischen Forschung besteht demnach darin, die eleganten, jedoch auf unzulänglichen Grundlagen aufgebauten Theorien der klassischen Erdbaumechanik durch eine tiefere Einsicht in die relative Bedeutung der unberücksichtigt gebliebenen Faktoren zu ersetzen. Daß man hiebei die Forderung nach mathematischer Strenge fallen lassen muß, versteht sich bei der großen Mannigfaltigkeit dieser Faktoren von selbst. Die Kraftwirkungen können eben im Erdbau nicht berechnet, sondern bloß ihrer Größenordnung nach eingeschätzt werden. Die genaueren Ziffernwerte sind aus der am Bauplatz gesammelten Erfahrung abzuleiten und die Erdbaustatik hat ihre Aufgabe erfüllt, wenn sie die zur sachgemäßen Verarbeitung der Erfahrungstatsachen notwendige theoretische Grundlage liefert.

22. Abschnitt.

Die Hauptformen der Gleichgewichtsstörung im Boden.

a) Der Unterschied zwischen losem und bindigem Boden. Der sinnfällige Unterschied zwischen den physikalischen Eigenschaften der losen und der bindigen Böden wurde im III. Hauptstück auf zwei Ursachen zurückgeführt: Den Unterschied in der Gestalt und jenen in der Größe der Bodenteilchen.

Der Unterschied in der Gestalt der Bodenteilchen offenbart sich in dem Umstand, daß der aus schuppenförmigen Teilchen zusammengesetzte, tonreiche

Boden einer plastischen, d. h. einer kontinuierlichen Formänderung fähig ist, der derbkörnige Sand hingegen nicht. Beim Sand ist der Übergang aus einer gegebenen Struktur in eine andere stets von einer vorübergehenden gründlichen Auflockerung des Gefüges begleitet und die Auflockerung bedingt eine Zunahme des Rauminhaltes. Diese Tatsache wurde bereits 1885 von Osborne Reynolds[168]) festgestellt. Reynolds beobachtete, daß man die Form eines mit trockenem Sand gefüllten Kautschuksäckchens ohne nennenswerten Kraftaufwand verändern kann. Wenn man jedoch das Säckchen versiegelt, nachdem man vorher die in den Poren des Sandes enthaltene Luft zur Gänze durch Wasser verdrängt hat, ohne die Dichte der Lagerung des Sandes zu ändern, so fühlt sich das Säckchen so hart an wie ein Stein. Es ändert seine Gestalt nicht einmal unter dem Einfluß einer Belastung von mehreren hundert Pfunden. Die an der Außenfläche eines plastischen Tonklumpens angreifende Oberflächenspannung des Wassers wirkt auf den von ihr umschlossenen Ton ebenso wie die Spannung der Gummihaut auf den Inhalt des Sandsäckchens. Trotzdem ändert der Tonklumpen schon unter dem Einfluß eines geringen Druckes seine Gestalt. Die Unfähigkeit des Sandes zu kontinuierlicher Formänderung verursacht in der Natur das in wasserdurchtränkten Feinsanden auftretende Schwimmsandphänomen. (27. Abschnitt.)

Die physikalische Wirkung des Unterschiedes in der Größe der Teilchen der losen und der bindigen Böden tritt besonders deutlich in der Verschiedenheit der Wirkung der Verdunstung des Porenwassers auf die Eigenschaften des austrocknenden Sedimentes zutage. In einem rundkörnigen, dichtgelagerten Feinsand mit einem wirksamen Korndurchmesser von 0·0186 *cm* steigt das Wasser nach Abschnitt 18, *a*, bis zu einer Höhe von 6·5 *cm* über den freien Wasserspiegel empor und im Falle des Absinkens der freien Wasseroberfläche würde sich die Niveaudifferenz zwischen dem freien und dem durch Kapillarwirkung gehobenen Wasserspiegel auf etwa 10 *cm* belaufen. Durch diese Ziffern ist der Maximalwert des Kapillardruckes für den Feinsand festgelegt. Wenn das Porenwasser eines solchen Sandes verdunstet, so steht der Sand in dem Augenblick, da die Luft in das Innere des Sandes eindringt, unter dem Einfluß eines Kapillardruckes von der Größenordnung 0·01 *kg* pro cm^2. Die verdichtende Wirkung dieses Druckes ist so geringfügig, daß sie dem Beobachter entgehen muß. Der Beobachter sagt daher mit Recht, der Sand schrumpfe nicht und die durch den Kapillardruck erzeugte Kohäsion sei unbedeutend. Im Ton beläuft sich hingegen der Maximalwert des Kapillardruckes infolge der kleinen Abmessungen der Poren nach Formel $30\,b$ (Werte von p_k') auf mehrere hundert Atmosphären und die durch den Druck hervorgerufene Raumverminderung (Schrumpfung) ist offenkundig. Trotz dieses gewaltigen Unterschiedes im Ausmaß der Schrumpfung sind die Kräfte, unter deren Einfluß der Sand und der Ton während der Austrocknung stehen, ihrem Wesen nach identisch.

Der Unterschied in der Korngröße des Sandes und des Tones bedingt auch einen Unterschied im Grad der Durchlässigkeit und damit auch einen solchen im Verlauf der hydrodynamischen Spannungserscheinungen. Im wasserdurchtränkten Sand vollzieht sich der Ausgleich der hydrodynamischen Spannungen so rasch, daß man diese Spannungen mit demselben Recht vernachlässigen kann, wie die durch den Kapillardruck hervorgerufene Schrumpfung. Im Ton kann sich hingegen der Ausgleichsprozeß über einen Zeitraum von vielen Jahren erstrecken (IV. Hauptstück), wodurch sich die Wirkung einer Belastung auf den Ton scheinbar grundsätzlich von jener auf den Sand unterscheidet. Nichtsdestoweniger ist auch in diesem Fall der Unterschied zwischen dem Sand und dem Ton nur einer des Grades und nicht ein solcher des Wesens.

b) Das Druckäquivalent der Konsistenzgrenzen. In der klassischen Erdbaumechanik ist es Brauch, die Kohäsion der bindigen Böden als eine diesen

[168]) Phil. Mag., Vol. 20, 1885, p. 469.

Bodenarten innewohnende Eigenschaft zu betrachten. Nun wurde aber im 14. Abschnitt gezeigt, daß die Kohäsion die rein mechanische Wirkung der Oberflächenspannung des Wassers darstellt, welch letztere als eine auf den Boden wirkende Außenkraft aufgefaßt werden muß. Damit verschwindet der von der klassischen Erdbaumechanik vorausgesetzte Unterschied im Wesen der losen und der bindigen Böden. Die beiden Bodentypen unterscheiden sich lediglich durch den Größtwert, welchen der Kapillardruck beim Austrocknen der Böden erreichen kann. Für den Sand ist dieser Wert so klein, daß der Aggregatzustand des Sandes beim Anwachsen des Kapillardruckes von Null auf den Maximalwert praktisch unverändert bleibt. Der Sand ist daher lediglich in der dem Kapillardruck Null entsprechenden flüssigen Konsistenzform bekannt. Für den Ton ist hingegen der Maximalwert des Kapillardruckes so groß, daß der Ton beim Zunehmen des Druckes von Null auf den Maximalwert aus dem flüssigen über den plastischen in den festen Aggregatzustand übergeht. Der Kapillardruck, bei welchem sich die Konsistenzform des Materiales ändert, sei das Druckäquivalent der Konsistenzgrenze genannt. Sein Wert wird nach der im 14. Abschnitt, *b*, mitgeteilten Methode (Ermittlung des Kapillardruckes p_k aus dem Druck-Porenzifferdiagramm) festgestellt. Er gibt zugleich den Wert des hydrostatischen Unterdruckes an, der an der Konsistenzgrenze im Porenwasser des Tones herrscht.

Die flüssige Hauptkonsistenzform geht allmählich in die plastische über und die Fließgrenze kann demnach keineswegs als natürliche Grenze aufgefaßt werden. Die nach dem Atterbergschen Verfahren ermittelte Fließgrenze (5. Abschnitt, *h*) hat etwa folgende physikalische Bedeutung: Wenn man eine locker gelagerte, wasserdurchtränkte Bodenprobe durch Rütteln erschüttert, so zerfallen die unstabilsten Korngruppen, der Kapillardruck nimmt ab und die Masse wird beweglich. Als hemmende Kraft tritt bei der Umlagerung die an den Berührungsflächen der Körner wirksame, dem Kapillardruck proportionale Reibung auf. Je höher der Kapillardruck, desto geringfügiger ist die Beweglichkeit der Körner. Die durch das Zusammenfließen der unteren Ränder zweier Kuchenhälften gekennzeichnete Fließgrenze muß demnach als Kriterium für ein bestimmtes, vom Kapillardruck und von der Stabilität des Kornverbandes abhängiges Maß der Beweglichkeit gewertet werden. — Um ein in ruhigem Wasser abgelagertes Sediment bis zur Fließgrenze zu verdichten, ist ein Kapillardruck von 0·3 bis 0·5 *kg* pro cm^2 erforderlich. Wenn das Sediment in bewegtem Wasser zum Absatz kommt (Deltabildung), so scheint seine Porenziffer schon in unverdichtetem Zustand der Fließgrenze zu entsprechen. Das Druckäquivalent der Fließgrenze beläuft sich mithin auf 0 bis 0·5 *kg* pro cm^2.

Die Plastizitätsgrenze wurde im 16. Abschnitt, *g*, eingehender behandelt. Sie wird überschritten, sobald die Viskosität des Wassers mit zunehmender Verdichtung des Materiales in den engsten Stellen des Porensystemes den Wert der Viskosität eines zähen Öles erreicht, während sie in den Ausweitungen noch normal ist. In diesem Stadium hört das Porenwasser auf, in physikalischem Sinn homogen zu sein und der Ton wird brüchig. Das Druckäquivalent der Plastizitätsgrenze liegt zwischen den Werten von 3·5 *kg* pro cm^2 für tonreiche und 6 bis 7 *kg* pro cm^2 für sandreiche, bindige Böden und Schlamme.

Am schärfsten ausgeprägt ist die Schwindungs- oder Schrumpfgrenze (5. Abschnitt, *e*). Ihr Druckäquivalent hängt zum Unterschied von jenem der Plastizitätsgrenze in sehr hohem Maß von der Kornform und der Korngröße ab und kann Werte bis zu hundert Atmosphären annehmen.

c) Die stetige Formänderung des Bodens. Bezeichnen

z den senkrechten Abstand eines Bodenelementes von der wagrecht gedachten Bodenoberfläche, und

γ das spezifische Gewicht des Bodens,

so beläuft sich der Bodendruck in der Tiefe z auf

$$p = \gamma z \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (126)$$

Falls die unter dem Einfluß des Eigengewichtes stehende Bodenschicht durch starre Umgrenzung an seitlicher Ausdehnung verhindert ist, so wirkt in der Tiefe z auf die Flächeneinheit einer senkrechten Schnittfläche ein wagrechter Druck

$$h_0 = \zeta_0 \gamma z \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (127)$$

Dieser Seitendruck sei der Ruhedruck und ζ_0 die Ziffer des Ruhedruckes genannt. Der Wert von ζ_0 wurde vom Verfasser für verschiedene Bodenarten aus dem Widerstand ermittelt, welcher dem Gleiten wagrechter, hochkantig gestellter Stahlbänder durch belastete, starr umgrenzte Bodenmassen entgegenwirkt. Bei den Versuchen mit Sand war das Stahlband an der Innenseite des starren, den Sand umschließenden Rahmens zwischen Papierstreifen geführt und wurde durch den Seitendruck des Sandes gegen die Reibungsflächen gepreßt[168a]). Bei den Versuchen mit wasserdurchtränktem, luftfreiem Ton standen die Stahlbänder (ein hochkantig und ein flachkantig gestelltes) mit dem Material in unmittelbarer Berührung. Die starre Umgrenzung wurde durch einen Stahlring gebildet und die wagrechte, mit Wasser und einem Quarzsandfilter (Anordnung Fig. 13, *b* und *c*) abgedeckte Oberfläche wurde durch den Kolben einer Festigkeitsmaschine unter Druck gesetzt. Um ein Ausquetschen des Bodens durch die im Ring für die Stahlbänder vorgesehenen Schlitze zu verhindern, waren die Schlitze an der Innenseite des Ringes durch Scheiben aus dickem, grauem Filtrierpapier abgedichtet. Der Widerstand gegen das Herausziehen der Stahlbänder wurde bei den Versuchen mit Ton stets erst 48^h bis 72^h nach erfolgter Drucksteigerung gemessen. Dieser Termin ist um etwa 30% länger als der Zeitraum, welcher für den Ausgleich der durch die Zusatzbelastungen in der Bodenprobe geweckten hydrodynamischen Spannungen erforderlich war. Die Untersuchungen lieferten

für den	pulverisierten Quarz	$\zeta_0 = 0{\cdot}42$
„ „	Ton I (Tabelle 19)	$\zeta_0 = 0{\cdot}70$
und „ „	Ton IV	$\zeta_0 = 0{\cdot}75.$

Durch den Wert ζ_0 ist auch die Ziffer $\operatorname{tg} \varphi_0$ des im Boden bei verhinderter Seitenausdehnung wirksamen Widerstandes der inneren Reibung festgelegt. Um den Wert von $\operatorname{tg} \varphi_0$ zu berechnen, geht man nach bekanntem Verfahren vom Gleichgewicht des Körperelementes aus. Der Bodendruck $p = \gamma z$ (Formel 126) und der Seitendruck $h = \zeta p = \zeta \gamma z$ stellen Hauptspannungen dar. ζ sei eine beliebige, positive Zahl. Auf ein in der Tiefe z unter der Bodenoberfläche befindliches Flächenelement, das mit der Lotrechten einen Winkel ε bildet, wirkt eine Normalspannung σ und eine Schubspannung τ. Die Werte von σ und τ belaufen sich auf

$$\sigma = \gamma z (\sin^2 \varepsilon + \zeta \cos^2 \varepsilon)$$
$$\text{und } \tau = \gamma z \sin \varepsilon \cos \varepsilon (1 - \zeta).$$

Der Wert des Winkels φ, welchen die resultierende Spannung $\sqrt{\sigma^2 + \tau^2}$ mit der Flächennormalen bildet, ist durch die Gleichung

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\tau}{\sigma} = \frac{\operatorname{tg} \varepsilon (1 - \zeta)}{\operatorname{tg}^2 \varepsilon + \zeta} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (128)$$

festgelegt. Der Wert von ε, für welchen φ ein Maximum wird, ergibt sich aus

$$\frac{d \operatorname{tg} \varphi}{d \operatorname{tg} \varepsilon} = (1 - \zeta) \frac{\operatorname{tg}^2 \varepsilon - \zeta}{(\operatorname{tg}^2 \varepsilon + \zeta)^2 \cos^2 \varepsilon} = 0$$

mit

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \pm \sqrt{\zeta} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (129)$$

Führt man diesen Wert von $\operatorname{tg} \varepsilon$ in Gleichung 128 ein, so tritt an die Stelle des veränderlichen Winkelwertes der Größtwert des Winkels φ. Er beläuft sich auf

---

[168a]) Terzaghi, Old Earthpressure-Theories and new Test Results. Engineering News-Record, Vol. 85, p. 632, Sept. 1920.

$$\operatorname{tg}\varphi = \mp\frac{1}{2}\left(\sqrt{\frac{1}{\zeta}} - \sqrt{\zeta}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (130)$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich

$$\zeta = \left(\frac{1 \pm \sin\varphi}{\cos\varphi}\right)^2 = \operatorname{tg}^2\left(45 \pm \frac{\varphi}{2}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (131)$$

oder

$$\varphi = \mp\left(\frac{\pi}{2} - 2\operatorname{arc\,tg}\sqrt{\zeta}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (132)$$

und

$$\varepsilon = 45 \pm \frac{\varphi}{2}.$$

In den Gleichungen 131 und 132 gilt das obere Vorzeichen für $\zeta > 1$ und das untere für $\zeta < 1$. Setzt man in diesen Gleichungen $\zeta = \zeta_0$, so erhält man unter Berücksichtigung des Vorzeichens, wegen $\zeta_0 < 1$,

$$\zeta_0 = \operatorname{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi_0}{2}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (131\,a)$$

und

$$\varphi_0 = \frac{\pi}{2} - 2\operatorname{arc\,tg}\sqrt{\zeta} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (132\,a)$$

$\operatorname{tg}\varphi_0$ ist die Ziffer der inneren Reibung der Ruhe. Der Wert ζ_0 bestimmt auch die Größe des Erddruckes, welchen eine starre Stützwand mit lotrechter Rückseite durch eine Hinterfüllung mit wagrechter Oberfläche erfährt (Ruhedruck). Falls nun diese Mauer durch eine wagrechte Kraft, etwa durch den Horizontalschub eines Gewölbes, gegen die Hinterfüllung gepreßt wird, so bleibt die in der Tiefe z wirksame lotrechte Hauptspannung $p = \gamma z$ unverändert, während die wagrechte Hauptspannung h zunimmt. Die Hinterfüllung übt nunmehr auf die Stützwand nicht mehr den Ruhedruck, sondern den passiven Erddruck aus. Das Wort „passiver Erddruck" bezeichnet den Wert der veränderlichen Hauptspannung für den Fall, daß der Boden in der Richtung dieser Hauptspannung, bei konstant bleibendem Wert der anderen Hauptspannung, eine Zusammendrückung erleidet.

Im folgenden sei die Betrachtung auf den ebenen Spannungszustand beschränkt, d. h. es werde vorausgesetzt, daß die zur lotrecht gedachten Bildebene senkrechte Hauptspannung unverändert bleibt. Die Zustandsänderung, welche ein in der Tiefe z unter der Bodenoberfläche in der Nachbarschaft der pressenden Wand gelegenes, prismatisches Körperelement erfährt, ist identisch mit der Wirkung, welche eine veränderliche Belastung q auf einen plastischen oder halbfesten Tonwürfel ausübt. Zwei Hauptspannungen (die Kapillardrücke p_k) bleiben bei der Steigerung der auf den Würfel wirkenden Belastung konstant und die dritte ($p_k + q$) nimmt zu. Setzt man voraus, daß die Hinterfüllung der pressenden Wand aus demselben Material bestehe wie der belastete Würfel und daß sich der hydrostatische Überdruck im Porenwasser der Hinterfüllung auf Null beläuft (ungespanntes Porenwasser), so entspricht die lotrechte, auf das Körperelement wirkende Hauptspannung $p = \gamma z$ (Formel 126) dem Kapillardruck p_k, der von der Wand ausgeübte Seitenschub $h = \zeta\,\gamma z$ dem Druck $p_k + q$, der Grenzwert $h_{\max} = \zeta_{II}'\,\gamma z$ dem Wert $p_k + q_{d\,\max}$ ($q_{d\,\max}$ = = Druckfestigkeit des Würfels) und der Wert von ζ_{II}' beläuft sich, wegen $\zeta_{II}' = h_{\max} : p$, auf

$$\zeta_{II}' = \frac{p_k + q_{d\,\max}}{p_k} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (133)$$

Tabelle 32 enthält eine Zusammenstellung der für die Tone I und IV (Tabelle 19) aus den Ergebnissen der Würfelversuche 1 — 8 (Tabelle 21) mit Hilfe der Formel 133

berechneten Werte von $\zeta_{II} = \frac{1}{\zeta_{II}'}$ [169]). Nachdem der Maximalwert tg φ_{II} der inneren Reibung eine physikalische Konstante des Materiales darstellt und der Wert von ζ_{II}' nach Formel 131 lediglich vom Wert φ_{II} des Reibungswinkels abhängt, so sollte der Wert von ζ_{II}' vom Wert des Kapillardruckes p_k unabhängig, d. h. die aus den Ergebnissen der Druckversuche mit verschieden feuchten Würfeln der gleichen Bodenart (z. B. Würfeln 1 bis 4 und 5 bis 8, Tabelle 32) errechneten Werte von ζ_{II}' sollten miteinander identisch sein. Das ist nach Tabelle 32 nicht der Fall, u. zw. aus folgenden Gründen: Bei den Würfeln 1 und 5 wurde die Berechnung von p_k' auf Grund eines Wertes von E_{min} vorgenommen, der einem Druck von $q = 1{\cdot}6$ bzw. $1{\cdot}8$ *kg* pro *cm*² entsprach, während sich $q_{d\,max}$ auf 1·82 bzw. 2·00 *kg* pro *cm*² belief. Nachdem der Wert von E bei plastischen Würfeln mit zunehmender Belastung sehr stark abnimmt, lieferte die Rechnung für ζ_{II} zu große Werte. Bei den halbfesten und festen Würfeln (Würfel 3, 4, 7 und 8) tritt der Bruch infolge von Sekundär-

Tabelle 32.

Würfel[170]) Nr.	E[171]) *kg cm*$^{-2}$	p_{k_0}[171]) *kg cm*$^{-2}$	$p_k = p_{k_0} \cdot \frac{E_{min}}{E_{max}}$[172])	$q_{d\,max}$[171]) *kg cm*$^{-2}$	$\zeta_{II} = \frac{p_k}{p_k + q_{d\,max}} = \mathrm{tg}^2 \frac{90 - \varphi_{II}}{2}$	φ_{II}	tg φ_{II}
1	115–76	2·72	1·80	1·86	0·492	20° 0′	0·364
2	310–195	8·00	5·02	6·20	**0·446**	**22° 40′**	**0·418**
3	3760–3460	88·0	81·0	34·80	0·700	10° 0′	0·176
4	7300–6100	(117·0)	(143·0)	52·00	0·733	9° 0′	0·158
5	56·7–41·8	4·07	3·00	2·00	0·600	14° 30′	0·259
6	314–271	20·0	17·2	11·60	**0·596**	**14° 40′**	**0·262**
7	484–450	31·6	29·3	13·80	0·680	11° 0′	0·194
8	5200	(339)	(339)	86·00	0·797	6° 40′	0·117

spannungen bereits ein, bevor noch die innere Reibung ihren Größtwert erreicht (14. Abschnitt, *d*). Die aufgezählten Ursachen haben bewirkt, daß die berechneten Werte von $\zeta_{II}' = \frac{1}{\zeta_{II}}$ in den Fällen Würfel 1, 3, 4, 7 und 8 hinter den wahren Werten zurückgeblieben sind. Infolgedessen ist in jeder Serie der größte Wert von ζ_{II}' als maßgebend zu betrachten. Dieser Wert beträgt

$$\left.\begin{array}{l} \text{für den Ton I (Würfel 1 bis 4)} \quad \zeta_{II} = 0{\cdot}446, \quad \zeta_{II}' = 2{\cdot}24 \\ \text{„ „ Ton IV (Würfel 5 bis 8)} \quad \zeta_{II} = 0{\cdot}596, \quad \zeta_{II}' = 1{\cdot}68 \end{array}\right\} \quad . \; . \; (133a)$$

Um den zu einem gegebenen Wert von ζ_{II}' gehörigen Wert tg φ_{II} der Ziffer der

[169]) Auf Seite 107 wurde dargetan, daß der Wert p_k des auf einen Tonwürfel mit unveränderlich gedachtem Wassergehalt wirkenden Kapillardruckes p_k mit zunehmenden Werten von q abnimmt. Die Abnahme von p_k verrät sich durch die Abnahme des Wertes E des Elastizitätsmoduls. Die in Tabelle 21 angegebenen Werte von p_k geben den Kapillardruck an, unter dem die Würfel bei geringer Belastung standen, und wurden daher aus den Maximalwerten E_{max} des Elastizitätsmoduls berechnet. In die Formel 133 wurden hingegen die mit Hilfe der Formel 30*a* aus den Minimalwerten E_{min} berechneten Werte p_k eingeführt, nachdem sich die Formel 133 auf das Bruchstadium bezieht.

[170]) Bezeichnung der Würfel nach Tabelle 21.

[171]) Ziffernwerte aus Tabelle 21 (in Tabelle 21 mit p_k bezeichnet).

[172]) Gemessener Kleinstwert des Elastizitätsmoduls E (zweite Kolonne).

inneren Reibung zu finden, ersetze man in der Formel 130 ζ durch ζ_{II}'. Durch diese Substitution erhält man, unter Berücksichtigung des Vorzeichens,

$$\operatorname{tg} \varphi_{II} = -\frac{1}{2}\left(\sqrt{\frac{1}{\zeta_{II}'}} - \sqrt{\zeta_{II}'}\right) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (130a)$$

Der Wert tg φ_{II} gibt den Maximalwert der Ziffer der inneren Reibung an. Mit zunehmendem Seitendruck nimmt die Ziffer der inneren Reibung stetig von tg φ_0 bis auf tg φ_{II} zu und der Reibungswiderstand entspricht dem Typus A (9. Abschnitt, *e*) der inneren Reibung in pulverförmigen Massen.

Im Diagramm Fig. 20 stellen die Kurven D die Beziehung dar, welche zwischen dem Wert der veränderlichen Hauptspannung $p_k + q$ und der zugehörigen bezogenen Zusammendrückung des Körperelementes einer Tonmasse herrscht. Die Zustandsänderung, welche das Körperelement hiebei erleidet, entspricht der Zunahme des passiven Erddruckes bei unverändertem Bodendruck. Um das Verhalten des seitlich gepreßten Sandes mit jenem des Tones vergleichen zu können, wurden die Zusammendrückungen Δs beobachtet, welche eine aus reinem Sand bestehende, wagrecht abgeglichene Hinterfüllung unter dem Einfluß eines wagrecht wirkenden Schubes erfährt. Die pressende Wand war lotrecht und ihre Höhe belief sich auf $h = 10$ *cm*.

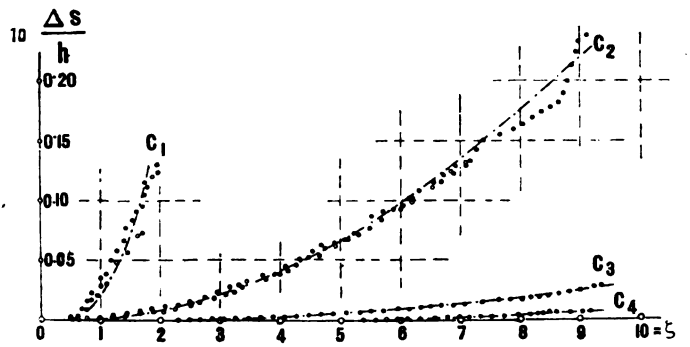


Fig. 33. Nach K. Terzaghi, Old Earthpressure-Theories and new Test Results. Engineering News-Record, Vol. 85, Sept. 1920.

Die Ergebnisse der Versuche sind in Fig. 33 dargestellt. Die Ordinaten der Schaulinien C_1 bis C_4 sind ein Maß für die Zusammendrückungen Δs und als Abszissen wurden die Quotienten aus Seitendruck und Bodendruck aufgetragen. Nachdem die Festigkeitseigenschaften des Sandes und des Tones ihrem Wesen nach identisch sind, ähneln auch die Schaulinien C_1 bis C_4 den ihnen entsprechenden Schaulinien D, Fig. 20. Die Schaulinien C_1 bis C_4 lassen sich ebenso wie die Kurven D mit hinreichender Genauigkeit durch Kurven mit der Gleichung 13 ersetzen (Fig. 33, strichpunktierte Kurven). Der Unterschied zwischen den Gleichungen der Kurven C bzw. D liegt nur in den Ziffernwerten der Koeffizienten. Der Wert des Koeffizienten n der Gleichungen, welche die Beobachtungsergebnisse für den Sand am zutreffendsten beschreiben, beläuft sich auf 2. Für den Ton liegt hingegen der Wert von n zwischen den Grenzen 2·4 und 3·4 und beträgt im Mittel 3 (Gleichung 15, strichpunktierte Kurven D in Fig. 20 und strichpunktierte Kurven A_0 in Fig. 11). Der Wert des Koeffizienten c_1, Gleichung 13, welcher den Grad der Steilheit der Kurven bestimmt, hängt ebenso wie der Wert der Koeffizienten α, β und γ, Gleichung 25, in hohem Maß von der relativen Dichte des Sandes ab. (Kurve C_1, Fig. 33, für locker gelagerten Feinsand und Kurve C_3 für dicht gelagerten Sand von gleicher Beschaffenheit.)

Falls man einer Bodenmasse, welche bloß unter dem Einfluß des Eigengewichtes steht, die seitliche Ausdehnung ermöglicht, so erfährt sie in wagrechtem Sinn eine Streckung, wobei der innerhalb der Masse gegen eine lotrechte Schnittfläche wirkende

Ruhedruck in den aktiven Erddruck übergeht. Das Wort „aktiver Erddruck" bezeichnet den Wert der veränderlichen Hauptspannung für den Fall, daß der Boden in der Richtung dieser Hauptspannung bei konstant bleibendem Wert der anderen Hauptspannung eine Streckung erfährt. Im Sinne dieser Begriffsbestimmung darf die Bezeichnung „aktiver Druck" ebenso wie die Bezeichnung „passiver Druck" bloß bei der Beschreibung eines Vorganges angewendet werden, der durch das Konstantbleiben einer Hauptspannung gekennzeichnet ist. Andernfalls kann man nur von einer größeren und einer kleineren Hauptspannung sprechen. Die Ziffer ζ des aktiven Druckes ist zum Unterschied von der Ziffer ζ' des passiven kleiner als ζ_0. Die Zustandsänderung, welche ein in der Tiefe z unter der Bodenoberfläche befindliches, prismatisches Körperelement im Verlauf der Streckung erfährt, läßt sich mit der Zustandsänderung vergleichen, die ein plastischer oder halbfester Tonwürfel unter dem Einfluß einer Zugkraft q erleidet. Unter den bei der Erörterung des passiven Druckes gemachten Voraussetzungen entspricht der Bodendruck $p = \gamma z$ dem Kapillardruck p_k, der aktive Druck $\zeta \gamma z$ dem Wert $p_k - q$, der untere Grenzwert $\zeta_{II} \gamma z$ des aktiven Druckes dem Wert $p_k - q_{z\,max}$ ($q_{z\,max}$ = Zugfestigkeit des Würfels) und die Kurven Z, Fig. 20, stellen die Beziehung dar, welche zwischen den veränderlichen Werten $\zeta \gamma z$ und den zugehörigen Einheitsdehnungen besteht. Der Minimalwert ζ_{II} der Ziffer des aktiven Druckes beläuft sich auf

$$\zeta_{II} = \frac{p_k - q_{z\,max}}{p_k} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (134)$$

Ersetzt man in der Formel 130 den Wert ζ durch ζ_{II}, so erhält man, unter Berücksichtigung des Vorzeichens,

$$\operatorname{tg} \varphi_{II} = \frac{1}{2}\left(\sqrt{\frac{1}{\zeta_{II}}} - \sqrt{\zeta_{II}}\right) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (130b)$$

$\operatorname{tg} \varphi_{II}$ gibt den Maximalwert der Ziffer der inneren Reibung an. Nach Formel 130a ist jedoch

$$\operatorname{tg} \varphi_{II} = -\frac{1}{2}\left(\sqrt{\frac{1}{\zeta_{II}'}} - \sqrt{\zeta_{II}'}\right) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (130a)$$

Infolgedessen

$$\zeta_{II}\, \zeta_{II}' = 1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (135)$$

Die bisher behandelten Formänderungen des Bodens haben das gemeinsame Merkmal, daß die Dehnung eine stetige Funktion der Spannung ist. Die Schaulinien welche die Beziehung zwischen Spannung und Dehnung darstellen, sind daher glatte Kurven von der Art der Kurven Z und D, Fig. 20. Mit zunehmender Formänderung nimmt die Ziffer der inneren Reibung zu und nach Überschreitung des Grenzwertes $\operatorname{tg} \varphi_{II}$ dieser Ziffer geht die Formänderung des Bodens entweder in ein stetiges Fließen (Fließen des Tones) oder in eine durchgreifende Umlagerung der Körner (Zerrung des Sandes) über. Dieses Stadium entspricht dem Zustand der Überanspruchung fester, plastischer Körper. Weder das Fließen noch das Strecken wird durch die Überschreitung der Scherfestigkeit nach einer bestimmten Fläche eingeleitet, sondern beide Vorgänge setzen ebenso wie das Fließen fester, plastischer Körper in allen Teilen der beanspruchten Masse zugleich ein.

d) Die Gleitflächenbildung im Sand. Wenn sämtliche Körperelemente einer in Umlagerung begriffenen Bodenmasse eine stetige Formänderung erfahren würden, so müßte auch die Beziehung zwischen der Änderung des Spannungszustandes und dem Gesamtbetrag der Formänderung der gestörten Masse stetig sein. Das ist jedoch keineswegs bei allen Erddruckerscheinungen der Fall.

Schon im Jahre 1877 hat G. H. Darwin[173]) beobachtet, daß eine bewegliche

[173]) G. H. Darwin. On the horizontal Thrust of a mass of sand. Exc. Min. of Proceedings of the Institution of Civil Engineers. Vol. LXXI, Session 1882–83. Part I.

Stützwand unter dem Einfluß des von der Hinterfüllung ausgeübten aktiven Erddruckes nicht stetig, sondern ruckweise ausweicht. Er nannte diese Erscheinung „yielding by little jerks". Fig. 34 stellt die vom Verfasser durch Versuche festgestellte Beziehung dar, welche zwischen dem von einer Stützwand mit der Höhe $h = 10\,cm$ in wagrechtem Sinn zurückgelegten Weg Δs und der Ziffer ζ des aktiven, von der Hinterfüllung gegen die nachgebende Wand ausgeübten Seitendruckes besteht. Die Hinterfüllung bestand aus reinem, gleichkörnigem Sand. Die Unstetigkeit der Formänderung der Hinterfüllung kommt in der Gestalt der Schaulinien Fig. 34 klar zum Ausdruck.

Die ruckartigen Wandbewegungen sind auf den Umstand zurückzuführen, daß nur ein kleiner Teil der Hinterfüllung, das sogenannte Abrutschprisma, eine aus-

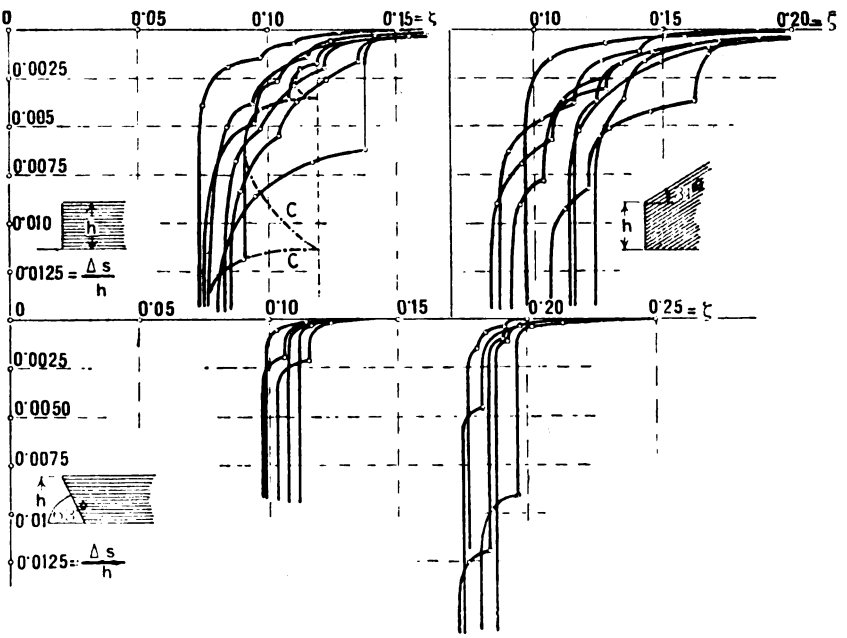


Fig. 34. Nach K. Terzaghi, Old Earthpressure-Theories and new Test-Results. Engineering News-Record, Vol. 85, Sept. 1920.

giebige Streckung erfährt, während die Struktur des übrigen Teiles nahezu unverändert bleibt. An der Grenze zwischen diesen beiden Teilen erleidet das Gefüge eine flächenhafte Zerrung, welche sich von den im Laufe einer stetigen Formänderung auftretenden Strukturveränderungen grundsätzlich unterscheidet.

$A\,C$, Fig. 35 *b*), stellt einen ebenen, durch den Fuß einer nachgiebigen Stützwand geführten Schnitt dar. Bedeuten

γ das spezifische Gewicht des Sandes,

h die Höhe der Stützwand und

$H = \zeta \cdot \frac{1}{2} \gamma h^2$ den von der Hinterfüllung auf die lotrecht und reibungslos gedachte Wand ausgeübten Seitendruck,

so beträgt das Gewicht des auf der Fläche $A\,C$ ruhenden Keiles $A\,B\,C$

$$G = \frac{1}{2} \gamma h^2 \operatorname{tg} \varepsilon.$$

Aus der Figur ergibt sich für die Tangente des Winkels φ, welchen die Resultierende von G und H mit der Flächennormalen der Schnittebene $A\,C$ bildet, die Gleichung

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\operatorname{tg}\varepsilon(1-\zeta)}{\operatorname{tg}^2\varepsilon + \zeta}.$$

Für $\operatorname{tg}\varepsilon = \pm\sqrt{\zeta}$ wird $\operatorname{tg}\varphi$ ein Maximum. Nachdem dieser Wert von $\operatorname{tg}\varepsilon$ mit dem durch Formel 129 bestimmten Wert von $\operatorname{tg}\varepsilon$ identisch ist, so deckt sich die Lage der Ebene AC mit der Lage jener Ebenen, für welche der Winkel φ bei stetiger Streckung des Körperelementes ein Maximum wird. Trotzdem ist die Fläche AC, Fig. 35, in kinematischer Hinsicht keineswegs mit jenen Ebenen identisch, und zwar aus folgendem Grund: In einer gleichmäßig sich streckenden Sandmasse haben die zu beiden Seiten einer Schnittfläche gelegenen Sandkörner genau die gleichen Bewegungsmöglichkeiten und die Struktur der Masse bleibt trotz der Streckung homogen. Die Fläche AC bildet hingegen die Grenze zwischen dem Keil ABC, innerhalb dessen die Körner unbehindert ihrer Bewegungstendenz folgen können, und dem übrigen Teil der Hinterfüllung, welch letzterer seine Struktur infolge des Widerstandes des rauhen, unnachgiebigen Untergrundes nur in sehr beschränktem Maß ändern kann. Die Verschiedenheit im Grad der Formänderung der beiden aneinandergrenzenden Sandkörper bedingt im Bereich der Kontaktzone relative Kornverschiebungen, deren Größenordnung jene des Durchmessers eines Sandkornes weit übertrifft, d. h. sie bedingt eine tiefgreifende Änderung des Kornverbandes. In einer Sandmasse, die sich gleichmäßig streckt, besteht die Tendenz, den Kornverband unter Beibehaltung der Kornanordnung zu stabilisieren, während in der Zerrungszone AC das Bestreben vorhanden ist, aus dem gegebenen Kornverband in einen neuen überzugehen. Dieses Bestreben ist am intensivsten längs der Fläche, für welche der Winkel φ ein Maximum ist. Die Lage dieser Fläche ist durch die Formel 129 und der Maximalwert des Winkels φ durch Formel 132 bestimmt. Sobald nun dieser Maximalwert mit abnehmendem ζ einen bestimmten Grenzwert φ_1 überschreitet, führt die Zerrung in der Zone AC eine Neugruppierung der Körner herbei. Der Wert ζ_1 der Ziffer des aktiven Seitendruckes bei dem dieses Ereignis stattfindet, beträgt

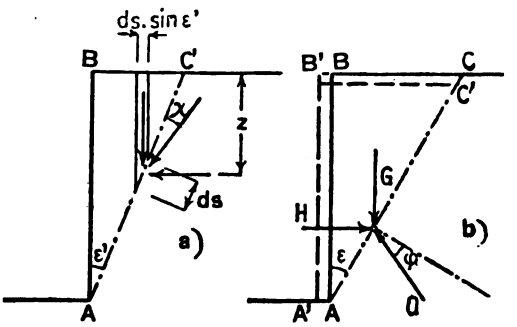


Fig. 35.

$$\zeta_1 = \operatorname{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi_1}{2}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (131b)$$

und

$$\varphi_1 = \frac{\pi}{2} - 2\operatorname{arc\,tg}\sqrt{\zeta_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (132b)$$

$\operatorname{tg}\varphi_1$ ist die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes (Reibungstype B, 9. Abschnitt, *e*) und φ_1 sei der Gleitwinkel genannt. Nachdem die Körner des Sandes nach Absatz *a* unmöglich aus einem gegebenen Verband in einen neuen übergehen können, ohne vorher ihren Verband gänzlich gelöst zu haben, erfährt der Sand im Augenblick der Gleitung in der Zone AC eine vorübergehende Auflockerung. Diese Auflockerung äußert sich im ruckartigen Vorstoß der Wand.

Die längs der Fläche AC auftretenden Bewegungserscheinungen ähneln in kinematischer Hinsicht dem Abgleiten einer Sandmasse von der natürlichen Böschung eines Sandhaufens. Auch bei diesem Vorgang handelt es sich nicht um eine im Raum sich vollziehende Fließung, sondern um die flächenhafte Trennung zwischen zwei Sandkörpern, von denen bloß der eine fließt, während der andere seine Struktur nur in sehr beschränktem Maß ändern kann. Infolgedessen ist der Gleitwinkel φ_1 für sehr locker gelagerten Sand nahezu identisch mit dem natürlichen Böschungs-

winkel. Für dicht gelagerten Sand ist er wesentlich größer. Nachdem die Erfahrung zeigt, daß der Wert des aktiven Erddruckes nach erfolgter Gleitung noch weiterhin abnimmt ($\varphi_{II} > \varphi_1$), so bedeutet die Gleitung keineswegs den Zusammenbruch des Gleichgewichtes der Hinterfüllung, sondern sie stellt lediglich die Begleiterscheinung einer spontanen, flächenhaft auftretenden Strukturänderung des Sandes dar.

Diese Auffassung steht im Einklang mit der vom Verfasser auf experimentellem Weg festgestellten Tatsache[174]), daß die Gleitfläche trotz der nach der ersten Gleitung fortdauernden Abnahme des aktiven Erddruckes ihre Lage beibehält. Nach Formel 130 sollte sie mit abnehmenden Werten von ζ steiler werden. Die erste Gleitfläche wird offenbar infolge der bei ihrer Bildung eintretenden gewaltsamen Umlagerung der Körner zu einer Fläche kleinsten Widerstandes gegen Gleitung, ohne durch ihre Gegenwart die weitere Abnahme des Erddruckes zu verhindern. Die zwischen der ersten Gleitung und dem endgültigen Zusammenbruch des Gleichgewichtes stattfindenden Ereignisse lassen sich etwa folgendermaßen schildern: Durch die erste Gleitung wird die in der Zone AC herrschende Gefügezerrüttung wenigstens teilweise beseitigt. Nach erfolgter Gleitung nimmt der vom Sand gegen die Wand ausgeübte Seitendruck infolge der mit der Zunahme des Stützwandweges Δs verbundenen Zunahme der Stabilisierung des Gefüges der im Keilbereich befindlichen Sandmasse weiterhin ab. Der Unterschied zwischen den rechts und links von der Gleitfläche vor sich gehenden Formänderungen führt neuerdings zu flächenhafter Zerrung, welche durch eine zweite Gleitung mit ruckartigem Wandvorstoß behoben wird. Dieser Vorgang wiederholt sich so oft, bis die Ziffer der inneren Reibung ihren Größtwert erreicht. Ein weiteres Nachgeben der Stützwand führt zum endgültigen Zusammenbruch des Gleichgewichtes. Nachdem der Sand in der Gleitzone während jeder Gleitung eine durch vollständige Auflockerung begleitete Umlagerung erfährt, dürfte der Wert des Erddruckes während der Gleitung vorübergehend in die Höhe schnellen (Fig. 34, links oben, strichpunktierte Kurven C), doch liegt für diese Annahme vorläufig noch keine experimentelle Bestätigung vor.

Der oben geschilderte Sachverhalt liefert ein lehrreiches Beispiel für den im 9. Abschnitt, *e*, erörterten Unterschied zwischen dem Widerstand der inneren Reibung (A) und dem Gleitwiderstand (B). Dieser Unterschied ist, wie dort erwähnt, durch den Umstand bedingt, daß sich der Widerstand der inneren Reibung für pulverförmige Massen aus zwei voneinander unabhängigen Faktoren zusammensetzt, der Flächenreibung und dem Strukturwiderstand. Das Zusammenwirken der beiden Faktoren ist im Bereich der Gleitzone ganz anders als im Bereich der stetigen Streckung und bedingt daher eine Verschiedenheit der Reibungsziffern.

Bei manchen Gleichgewichtsstörungen (örtliche Belastung der Oberfläche einer Sandschüttung, Nachgeben einer beweglichen Bodenklappe usw.) treten im Sand Bewegungserscheinungen ein, welche weder als stetige Formänderungen noch als Gleitungen bezeichnet werden können. Sie stellen gewissermaßen eine in breiter Zone auftretende Gleitung oder Schleppung dar und sollen Schiebungen genannt werden. Die Ziffer des aktiven Druckes, bei dem die Schiebung eintritt, hängt von der Dicke der Schiebungszone ab und liegt je nach dieser Dicke und den sonstigen, die Schiebung beeinflussenden Faktoren zwischen den Grenzwerten ζ_0 und ζ_{II}.

Tabelle 33 enthält eine Zusammenstellung der vom Verfasser aus den Ergebnissen von Modellversuchen errechneten Werte von φ_0, φ_1 und φ_{II}. Für den Sand wurden die Werte von φ_{II} aus dem Kleinstwert des aktiven Erddruckes gegen nachgiebige Stützwände (26. Abschnitt) und für den bindigen Boden mit Hilfe der Formel 133 aus der Druckfestigkeit und dem Elastizitätsmodul plastischer Würfel abgeleitet. Der aktive Seitendruck, die der Sand im Augenblick des Zusammenbruches des Gleichgewichtes gegen eine nachgebende Stützwand ausübt, ist infolge der An-

[174]) Terzaghi, Old-Earthpressure-Theories and new Test Results. Engineering News-Record, Vol. 85, p. 632, Sept. 1920.

wesenheit einer Gleitfläche zweifellos größer als der Wert, bis auf welchen der aktive Seitendruck bei vollkommen gleichmäßiger Streckung des Materiales sinken könnte. Nachdem jedoch der aktive Seitendruck eines gleichmäßig sich streckenden Sandes bisher noch nicht gemessen wurde und der Einfluß der Gleitfläche auf den unteren Grenzwert dieses Druckes bei geringer Stützwandhöhe zweifellos unbedeutend ist (26. Abschnitt, *d*), so wurde die Ziffer ζ_{II} dem unteren, aus den Stützwandversuchen des Verfassers abgeleiteten Grenzwerten der Ziffer ζ gleichgesetzt. Im übrigen sind die in der Tabelle mitgeteilten Daten lediglich dazu bestimmt, ein Bild von der Größenordnung der in Betracht kommenden Ziffern zu geben. Es bleibt künftigen Forschungen vorbehalten, durch Versuche größeren Stiles mit Bodensorten verschiedener Beschaffenheit eine breitere empirische Grundlage für die Beurteilung der im Boden herrschenden Reibungsverhältnisse zu schaffen.

In der Gleitflächenbildung wurde eine Folgeerscheinung der für die Sande so kennzeichnenden geringen Bewegungsfreiheit der Sandkörner (vgl. 2. Abschnitt, *b*) und der Abhängigkeit des Widerstandes der inneren Reibung vom Strukturwiderstand erkannt. Es frägt sich nun, inwieweit diese Bedingungen auch in bindigen Böden gegeben sind. Aus den in Tabelle 18 (9. Abschnitt, *g*) mitgeteilten Daten konnte geschlossen werden, daß der Strukturwiderstand für den Ton einen Faktor von untergeordneter Bedeutung darstellt, und nach Absatz *a* dieses Abschnittes ist der Ton zum Unterschied vom Sand einer tiefgreifenden Strukturänderung ohne vorhergegangene Auflockerung fähig. Damit kommen für den Ton die physikalischen Ursachen der Gleitflächenbildung in Wegfall. In der Tat wurde am Ton noch niemals eine der Gleitflächenbildung im Sand vergleichbare Erscheinung beobachtet und

Tabelle 33[175]).

Material	Winkel φ der Reibung zwischen Material und Glas	tg φ	$\zeta_0 = \mathrm{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi_0}{2}\right)$	φ_0	tg φ_0	$\zeta_1 = \mathrm{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi_1}{2}\right)$	φ_1	tg φ_1	$\zeta_{II} = \mathrm{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi_{II}}{2}\right)$	φ_{II}	tg φ_{II}
Sand	18° 20′ – 18° 40′	0·33 – 0·34	0·42	24° 0′	0·445	0·288 – 0·106	33° 30′ – 54°	0·662 – 1·376	0·15 – 0·06	47° 40′ – 62° 20′	1·085 – 1·907
Ton I[176])	16° 50′ – 17° 50′	0·30 – 0·32	0·70	10° 0′	0·176	–	(21° 50′ – 25° 10′)	(0·40 – 0·47)[177])	0·446	22° 40′	0·418
Ton IV[176])	12° 30′ – 13° 30′	0·22 – 0·24	0·75	8° 0′	0·140	–	(14° 0′ – 16° 40′)	(0·25 – 0·30)	0·596	14° 40′	0·262

[175]) Nach Versuchen des Verfassers.
[176]) Bezeichnung nach Tabelle 19.
[177]) Die eingeklammerten Ziffern wurden durch Reibungsversuche ermittelt.

die durch Reibungsversuche ermittelten Ziffern tg φ_1 des Gleitwiderstandes für den Ton (Tabelle 33, eingeklammerte Ziffern) sind sogar etwas größer als die aus der Druckfestigkeit der plastischen Würfel abgeleiteten Werte von tg φ_{II}. Die im folgenden Absatz erörterten, bei Einschnittsrutschungen im Ton auftretenden Gleitflächen haben mit den bisher behandelten bloß den Namen gemeinsam.

e) Der Einfluß der hydrodynamischen Spannungen auf den Verlauf der Gleichgewichtsstörung und die Gleitflächenbildung im Ton. Bei der Aufschüttung von Sandmassen überträgt sich das gesamte Eigengewicht der Schüttung auch dann sofort von Korn auf Korn auf die Unterlage der Deponie, wenn die Ablagerung des Materiales unter Wasser erfolgte. Dasselbe gilt von den Druckwirkungen, welche in wasserdurchtränkten Sanden durch Außenkräfte hervorgerufen werden. Infolgedessen ist die Ziffer der inneren Reibung für den Sand unabhängig von der Zeit. In bindigen, homogenen, wasserdurchtränkten, luftfreien Böden (Ton-Wassergemengen) erzeugt hingegen jede Änderung des Belastungszustandes im Augenblick ihres Auftretens bloß eine Änderung im Spannungszustand des Porenwassers und der in der festen Phase des Gemenges herrschende Spannungszustand ändert sich erst im Laufe der Zeit (IV. Hauptstück). Bedeuten

p_1 den Betrag, um welchen sich ein auf den Ton wirkender Druck ändert,
w den durch die Zustandsänderung im Porenwasser erzeugten hydrostatischen Druck,
p jenen Teil von p_1, der sich im Zeitpunkt t nach erfolgter Druckänderung in einem gegebenen Punkt von Bodenkorn auf Bodenkorn überträgt,
f die Ziffer des statischen und
f_x die Ziffer des hydrodynamischen inneren Reibungswiderstandes (9. Abschn., e),

so gilt unter der Voraussetzung, daß der im Porenwasser herrschende hydrostatische Druck vor Eintritt der Zustandsänderung gleich Null war, die Gleichung $p = p_1 - w$ (Formel 64). Nachdem bloß der Teil p des Zusatzdruckes p_1 eine Erhöhung des von Korn auf Korn wirkenden Druckes und damit eine Erhöhung des Reibungswiderstandes hervorruft, so beläuft sich die Ziffer der hydrodynamischen inneren Reibung auf

$$f_x = f \frac{p_1 - w}{p_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (136)$$

Hydrostischer Überdruck wirkt demnach reibungsvermindernd und hydrostatischer Unterdruck reibungserhöhend.

Die durch Druckänderung hervorgerufene örtliche Änderung der im Porenwasser herrschenden hydrostatischen Druckverhältnisse gleicht sich im Laufe der Zeit aus und wird durch eine gleichwertige Änderung im Spannungszustand der festen Phase abgelöst. Infolgedessen ist auch der Widerstand der inneren Reibung für jeden Punkt der Masse bei unverändertem Belastungszustand eine Funktion der Zeit. Die im Gemenge nach erfolgter Belastungsänderung herrschende hydrodynamische innere Reibung geht hiebei in die statische innere Reibung über (9. Abschnitt, e). Der Unterschied zwischen den beiden Arten der inneren Reibung tritt bereits beim einfachen Reibungsversuch mit Ton oder Lehm klar hervor. Falls man den Reibungswiderstand gleich nach erfolgter Aufbringung der Last bestimmt, so liefert der Versuch für die Reibungsziffer einen Wert f_x, der sich kaum von Null unterscheidet ($w \doteq p_1$). Mit der Zeit nimmt jedoch der Reibungswiderstand zu und erreicht nach einigen Stunden seinen normalen, der statischen inneren Reibung entsprechenden Wert. In der Delta-Ablagerung, Fig. 30 b, beläuft sich die Ziffer f_x der hydrodynamischen Reibung 500 Jahre nach Beginn der Sedimentation bloß auf 50% der Ziffer f der statischen inneren Reibung, weil zu diesem Zeitpunkt noch 50% des Eigengewichtes der Masse durch den Strömungsdruck w des entweichenden Porenwassers kompensiert werden. Die Nichtbeachtung dieser Tatsachen hat zu der irrigen Auffassung geführt, daß es Tone gebe, deren Reibungsziffer kleiner sei als

0·1[178]). Die kleinste vom Verfasser ermittelte Ziffer des statischen inneren Gleitwiderstandes beläuft sich auf 0·23 (Kolloidschlamm des gelben Tones III, Tabelle 19).

Der Einfluß der hydrodynamischen Spannungen bringt in die in bindigen Böden und in Schluffsanden auftretenden Erddruckerscheinungen eine außerordentliche Mannigfaltigkeit, denn der Verlauf dieser Erscheinungen hängt nicht wie beim Sand bloß von der Kornbeschaffenheit und dem Spannungszustand, sondern auch vom Druckäquivalent der Konsistenzform (Absatz *b*) und der Geschwindigkeit der Spannungsänderung ab. Nachdem eine rasche Spannungsänderung im Ton-Wassergemenge zunächst lediglich eine Änderung der im Porenwasser herrschenden Druckverhältnisse bewirkt, ohne den Spannungszustand der festen Phase nennenswert zu beeinflussen, so verhält sich das Gemenge unmittelbar nach erfolgter Spannungsänderung wie ein fester plastischer Körper, dessen Festigkeit durch die Änderung im Wert der Hauptspannungen nicht beeinflußt wird. Falls der im Ton vor dem Eintritt der Spannungsänderung wirksame Widerstand der inneren Reibung ein statischer gewesen ist, so verwandelt er sich infolge der Spannungsänderung lediglich in einen hydrodynamischen von gleicher Größe und sein Wert geht erst im Lauf der Zeit in den Wert des statischen inneren Reibungswiderstandes über (Schlüpfrigkeit einer nassen Tonoberfläche). Infolge der Langsamkeit der Zunahme des inneren Reibungswiderstandes kann eine rasch aufgebrachte Belastung die Tragfähigkeit einer Schlammschicht weit übersteigen, so daß die Last im Schlamm versinkt, während dieselbe Belastung bei langsamer und gleichmäßiger Aufbringung lediglich eine normale Setzung erzeugen würde. (Siehe S. 249.) Die Formänderungen vollziehen sich hiebei ohne Gleitflächenbildung und langsam, wie die Strömungsvorgänge in hochviskosen Flüssigkeiten.

Im Gegensatz dazu sind die nach Gleitflächen erfolgenden Einschnittsrutschungen in homogenen Tonmassen zumeist dadurch gekennzeichnet, daß ein scheinbar standfester Geländeabschnitt ohne sichtbare äußere Veranlassung mehr oder weniger plötzlich abgleitet oder breiartig ausfließt. Angesichts solcher Erscheinungen drängt sich die Frage auf: Woher stammt die gewaltige Wassermenge, durch die der standfeste Boden in Brei verwandelt wurde? In Portland, Ore., sah der Verfasser im Herbst 1913, wie eine etwa 15 *m* hohe, nahezu senkrechte Anschnittsböschung im Ton plötzlich in sich zusammenbrach und der Ton als Brei auf einer in Serpentinen angelegten Straße gletscherartig nahezu einen Kilometer weit talwärts floß. Die Böschung stand bereits mehrere Monate lang und zeigte noch wenige Tage vor der Katastrophe keine Symptome der Durchfeuchtung. Der Hintergrund der Ausbruchsnische wurde durch eine nahezu senkrechte Böschung gebildet, ähnlich wie der Hintergrund der Nische, welche den Schauplatz des bekannten Erdrutsches von Vaerdalen, Norwegen, bezeichnete[179]). Das Druckäquivalent der Konsistenzform des Tones muß sich sowohl in Portland als auch in Vaerdalen vor der Rutschung auf mehrere Kilogramm pro cm^2 belaufen haben, andernfalls wäre eine dauerhafte Steilböschung von nennenswerter Höhe nicht denkbar und der Wassergehalt der Masse ist in beiden Fällen unmittelbar vor dem Abgehen der Rutschung um mehrere Prozente kleiner gewesen als jener des abgeflossenen Breies. Man ist demnach genötigt anzunehmen, daß die zur Verwandlung des steifen Tones in Tonbrei erforderliche Wassermenge schon vor der Gleitung in Spalten und Hohlräumen des Tones aufgespeichert ist und daß sich die Katastrophe auf folgende Weise vorbereitet:

Infolge örtlicher Durchfeuchtung und nachfolgender Austrocknung bilden sich hinter dem Böschungsrand Schrumpfrisse. In diese Risse dringt das Regenwasser ein. Der Ton schwillt durch Wasseraufnahme und vertieft und erweitert die Risse

[178]) Ph. Ballif, Ein Versuch zur Bestimmung des Reibungskoeffizienten von Lehm auf Tegelschichten. Woch. öst. I. u. A.-V., 1876, p. 289.

[179]) Die Rutschung in Vaerdalen in Norwegen. Schweizer Bauzeitung, 23. Bd., 1894, I, S. 17 und 25.

durch Sprengwirkung. Dadurch wird die Masse zunächst in prismatische Blöcke zerspalten. Nachdem sich bloß die oberhalb des Niveaus des Böschungsfußes befindliche Tonmasse ungehindert in wagrechtem Sinn ausdehnen kann, führt der Schwelldruck in diesem Niveau zu einer Abscherung der durch ihn beanspruchten Masse nach einer wenig geneigten, ebenen oder gewellten Fläche. Der Schwelldruck ist nahezu so groß wie das Druckäquivalent der Konsistenzform (Absatz *b*). Die technische Möglichkeit der Abscherung ist daher nicht zu bezweifeln. Weniger offenkundig ist hingegen die Art und Weise, wie sich die nahezu ebene Scherfläche in eine Gleitfläche verwandelt, denn diese Fläche ist ja durch das Gewicht der abgescherten Masse belastet; das Spaltenwasser steht unter keinem nennenswerten Überdruck und es ist nicht einzusehen, warum der Wert der Reibungsziffer für diese Fläche kleiner sein sollte als der auf 0·2 bis 0·3 sich belaufende Wert der Ziffer des statischen, inneren Gleitwiderstandes. Bei derart hohen Werten der Reibungsziffer ist eine Gleitung nach einer nahezu ebenen Fläche ausgeschlossen. Der Vorgang wird erst verständlich, wenn man sich vergegenwärtigt, daß die Schwellung des Materiales keineswegs in allen Punkten der Masse zugleich, sondern in den jüngsten Teilen der Risse am spätesten einsetzt. Die Wirkung einer an verschiedenen Stellen zu verschiedenen Zeiten einsetzenden Schwellung wurde in Fig. 36 schematisch dargestellt. Die Spalte $S S_1$ öffnet sich zunächst bloß bis zu einer Tiefe S_1'. Durch die Sprengwirkung des schwellenden Bodens (schraffierte Fläche) wird die Spalte vertieft. In diesem

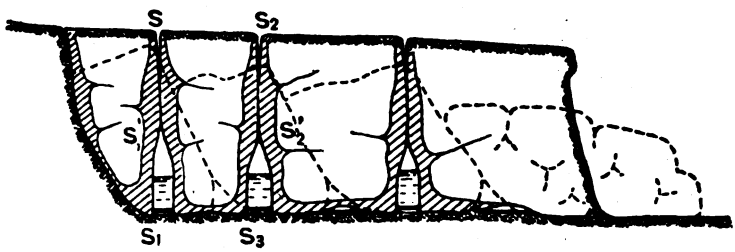


Fig. 36.

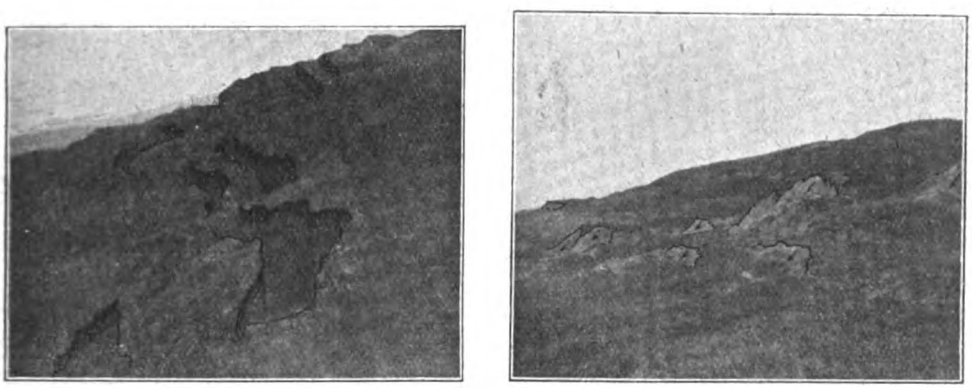
Stadium stehen die Spaltenwände im Bereich S_1' S unter hohem Schwelldruck, während sich am Boden der im unteren Teil noch offenen Spalte Wasser und aufgelöster Ton ansammelt, der lediglich durch sein Eigengewicht belastet ist. Nun dringt das Wasser von S_1 und S_3 aus in den wagrechten Scherriß ein, welcher den Block $S S_1 S_2 S_3$ vom Untergrund trennt. Der Block wird von dem nunmehr senkrecht nach oben wirkenden Schwelldruck wie durch eine Schraubenwinde emporgehoben, denn das Gewicht des Blockes beläuft sich selbst bei einer Blockhöhe von 20 *m* bloß auf etwa 4 *kg* pro cm^2. Nachdem sich die Schwellung zunächst bloß auf das Randgebiet des Scherrisses $S_1 S_3$ erstreckt, bildet sich unterhalb der Blockmitte ebenfalls ein freier Raum, in dem sich Wasser und aufgelöster Ton ansammeln. Unter dem Einfluß der in verschiedenen Punkten und in verschiedener Richtung wirkenden Schwelldrücke erfahren auch die prismatischen Blöcke eine Zerklüftung, so daß sie sich in ein Haufwerk kleinerer, durch weiche Lagen voneinander getrennter Fragmente verwandeln. So wird das Innere der Masse gewissermaßen morsch, wobei sich der fortschreitende Zerfall an der Außenseite bloß durch das Weiterwerden der Risse verrät. Das Endergebnis des Vorganges besteht im Zusammenbruch des labil gewordenen Haufwerkes. Nun befindet sich aber nach Fig. 36 in den tiefergelegenen Teilen des Spaltensystemes eine Anhäufung von Wasser und von flockigem Ton. Dieser lockere Ton wirkt im Augenblick des Zusammenbruches als Schmiermittel, denn sein Porenwasser kommt bei der plötzlich einsetzenden Belastung infolge der Unmöglichkeit zu entweichen unter Druck und es tritt an die Stelle der statischen die hydrodynamische innere Reibung (Formel 136). Die zerborstenen Schollen gleiten

auf der schwach geneigten, geschmierten Scherfläche talwärts. (Fig. 36, punktierte Linien).

Die Tonmasse, deren Oberfläche den Vordergrund der Fig. 37 *a* bildet, befand sich in dem in Fig. 36 durch voll ausgezogene Linien veranschaulichten Stadium der Zerklüftung. Die Aufnahme wurde vom Verfasser in einem Rutschgebiet gemacht, das einen aus blauem, miozänem Ton (Ton IV, Tabelle 19) bestehenden Küstenstreifen des Schwarzen Meeres mit einer Länge von mehr als einem Kilometer und einer Breite von etwa 100 Metern umfaßt (Ortschaft Beklemé, Thrazien). Die Rutschungen wurden durch den Niederbruch der morsch gewordenen Zimmerung einiger Stollen veranlaßt und gingen in den Jahren 1918 bis 1922 ab. Fig. 37 *b* zeigt die Oberfläche der abgerutschten Bodenmasse. Die Köpfe der zerborstenen, nunmehr schräg gestellten Prismen ragen aus der zerklüfteten Bodenmasse empor.

Bei brüchiger Beschaffenheit des abrutschenden Materiales lösen sich die festen Kerne der zerklüfteten Prismen im Laufe der Bewegung in der Wassermasse auf und bilden mit derselben einen Brei, der infolge seiner geringen hydrodynamischen inneren Reibung auch auf einer schwach geneigten Fläche talwärts fließen kann, wie dies in Portland, Ore., und in Vaerdalen geschah.

In der durch Überlastung eines Ton-Wassergemenges herbeigeführten Fließung



a) *b*)

Fig. 37 (Aufnahmen des Verfassers).

und in der tiefgreifenden Einschnittsrutschung haben wir zwei Typen der Störung des Gleichgewichtes homogener Tonmassen kennen gelernt, welche ihrem physikalischen Wesen nach grundsätzlich verschieden sind. Die Fließung wird durch die Überwindung der im Innern des Tones wirksamen statischen oder hydrodynamischen Reibungswiderstände herbeigeführt und kann demnach als primäre Gleichgewichtsstörung bezeichnet werden. Die tiefgreifende Einschnittsrutschung kann hingegen im homogenen Ton nur dann auftreten, wenn das Material so steif ist, daß sich trotz bedeutenden Eigengewichtes Klüfte mit lotrechten, standfesten Wänden bilden können, in denen sich das aus flockigem Ton bestehende künftige Schmiermittel im Laufe der Monate anreichert. Die Rutschung stellt das Ergebnis der von den Klüften ausgehenden, allmählichen Lockerung des Gefüges dar und ist demnach eine sekundäre Erscheinung. Infolge der Verschiedenheit der physikalischen Ursachen der beiden Typen von Gleichgewichtsstörungen sind auch die Faktoren, welche die Neigung einer homogenen Tonmasse zu der einen oder der andern Type bestimmen, grundsätzlich von einander verschieden. Der Widerstand des Tones gegen Fließung hängt lediglich von der Größe der innerhalb der Masse wirksamen Reibungswiderstände ab und ist demnach durch die Ziffer der statischen inneren Reibung, das Druckäquivalent der Konsistenzform, die Durchlässigkeitsziffer und die Geschwindigkeit der Zustandsänderung bestimmt. Die Neigung eines Tones zur sekundären Gleich-

gewichtsstörung wird hingegen in hohem Maß durch die Größe des Schwelldruckes und durch das Ausmaß der Schwellung beeinflußt, welche der Ton in Berührung mit dem Wasser erfährt. Im 14. Abschnitt konnte gezeigt werden, daß die Schwellung des bindigen Bodens die durch Verminderung oder Ausschaltung des Kapillardruckes bewirkte elastische Ausdehnung des Materiales darstellt. Die Volumsvermehrung nimmt demnach bei gegebenem Schwelldruck mit dem Schwellbeiwert (Formel 23) zu. So befinden sich beispielsweise in dem Gebiet, in dem sich die Rutschung Fig. 37 *b* (Ton IV, Tabelle 19) ereignete, steile, aus dem Ton I bestehende Böschungen, an denen weder Rutschungen noch Ausschälungen vorkommen. Der Schwellbeiwert $\frac{1}{A}$ des Tones IV beläuft sich nach Formel 23 *a* auf $\frac{1}{22 \cdot 3} = 0 \cdot 0447$, jener des Tones I hingegen bloß auf $\frac{1}{52 \cdot 7} = 0 \cdot 0189$. Um den Unterschied in der Neigung der beiden Materialien zur Rißbildung zu demonstrieren, stellte der Verfasser aus steifplastischen Proben der zu prüfenden Materialien Kegel her, deren Spitzen mit kraterförmigen Vertiefungen versehen waren. Nach erfolgter Luft- und Ofentrocknung der Konusse wurden die Krater mit Wasser gefüllt und acht Stunden lang in diesem Zustand belassen, wobei das vom trockenen Ton eingesaugte Wasser durch Nachgießen ersetzt wurde. Fig. 38 stellt das Versuchsergebnis dar. Der auf der rechten Seite befindliche, aus Ton I bestehende Kegel weist nur einige Haarrisse und eine leichte Schwellung des Kraterrandes auf, während der linke Kegel (Ton IV) eine weitgehende Zerklüftung erfahren hat.

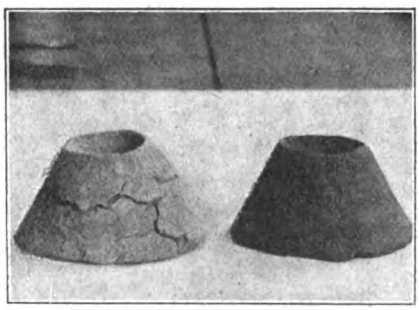


Fig. 38.

Zu den Faktoren, die das Auftreten von sekundären Gleichgewichtsstörungen in homogenen Tonmassen begünstigen, gehören folgende, von der physikalischen Beschaffenheit des Tones unabhängige Begleitumstände: Eine Konsistenzform, deren Druckäquivalent mindestens 4 bis 5 *kg* pro *cm*² beträgt und eine wellige Beschaffenheit des Geländes. Die in den Bodenmulden zusammenströmenden Tagwässer erzeugen örtliche Schwellung des Bodens, welche zur Rißbildung führt. Die sogenannten „vorgebildeten Gleitflächen", die man zuweilen auch für die Einschnittsrutschungen im homogenen Ton verantwortlich macht, sind als Überreste älterer Rutschungen zu betrachten. Sie werden durch dünne Schmitzen von Ton gebildet, in deren Porenwasser noch ein hydrostatischer Überdruck herrscht, so daß der längs der Schmitze wirksame Reibungswiderstand als hydrodynamisch bezeichnet werden muß. Diese Schmitzen können wohl Wasser abgeben, unmöglich aber Wasser aufnehmen und von einer „Schmierung" solcher Flächen durch eindringendes Tagewasser kann nicht die Rede sein. Die so verbreitete Anschauung von der schmierenden Wirkung der Tagewässer wurde jedenfalls durch die Beobachtung veranlaßt, daß die in der zerklüfteten Rutschmasse zirkulierenden Wässer auf der Gleitfläche zum Abfluß kommen. Diese Tatsache beweist jedoch bloß, daß die Gleitfläche die Grenze zwischen dem unzerklüfteten und infolgedessen nahezu wasserundurchlässigen Liegenden und dem zerklüfteten, wasserdurchlässigen Hangenden bildet. Nachdem der im Porenwasser der Schmiermittelschicht herrschende hydrostatische Überdruck mit der Zeit abnimmt, nähert sich der in der Schicht wirksame Reibungswiderstand im Laufe der Jahre dem Wert des statischen inneren Reibungswiderstandes. Damit hört die Gleitfläche auf, eine Fläche kleinsten Widerstandes zu sein. Abschließend sei nochmals darauf hingewiesen, daß sich die Ausführungen dieses Absatzes lediglich auf Rutschungen in homogenen Tonmassen beziehen. Letztere kommen in der Natur verhältnismäßig selten vor.

f) Die Gleichgewichtsstörung im Ton mit Krümelstruktur. Über diese praktisch wichtige Gruppe von Erscheinungen ist noch wenig bekannt. Versuche des Verfassers haben gezeigt, daß der Ton I (Tabelle 19) in trockenem, körnigem Zustand auch nach vorhergegangener Verdichtung des Pulvers durch Rütteln und leichtes Stampfen wesentlich verdichtungsfähiger ist, als dasselbe Material in homogenem, weichplastischem Zustand. Der Schwellbeiwert des Pulvers ist hingegen kleiner als jener des Teiges $\left(\frac{1}{80 \cdot 7} = 0 \cdot 0124\right.$ nach Tabelle 24 gegen $\frac{1}{52 \cdot 7} = 0 \cdot 0189$ nach Tabelle 19).

Einen weiteren Beitrag zur Kenntnis der Gleichgewichtsstörungen im gekrümelten Boden liefern die von amerikanischen Forschern durchgeführten Versuche[180]) mit Bodenproben, die sich im Zustand der natürlichen Lagerung befanden (11. Abschnitt, *d* und Tabelle 21 unten, Tone C_3, C_5 und C_6). Der gelbe Ton entstammte nach den Angaben der Forscher der durch Oxydation verfärbten Oberschicht des blauen Tones. Die Proben wurden einer Tiefe von 1·5 bis 1·8 *m* unterhalb der Oberfläche gewonnen und wiesen Wurmspuren, Wurzellöcher und Haarrisse auf. Die Druckfestigkeit dieses Tones betrug $q_{d\,max} = 1 \cdot 08$ bis $2 \cdot 89$ *kg* pro *cm*², im Mittel 2·00 *kg* pro *cm*² und die Zugfestigkeit $q_{z\,max} = 0 \cdot 046$ bis 0·146, im Mittel 0·102 *kg* pro *cm*². Nun besteht nach Formel 133 zwischen der Druckfestigkeit und dem Maximalwert der Ziffer des passiven Erddruckes die Beziehung

$$\zeta_{II}' = \frac{p_k + q_{d\,max}}{p_k} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (133)$$

und nach Formel 134 zwischen der Zugfestigkeit und dem Maximalwert der Ziffer des aktiven Erddruckes die Beziehung

$$\zeta_{II} = \frac{p_k - q_{z\,max}}{p_k} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (134)$$

Nach Formel 135 gilt $\zeta_{II}' \, \zeta_{II} = 1$, demnach

$$\zeta_{II}' \, \zeta_{II} = 1 = \frac{(p_k + q_{d\,max})(p_k - q_{z\,max})}{p_k^2},$$

hieraus

$$p_k = \frac{q_{d\,max} \, q_{z\,max}}{q_{d\,max} - q_{z\,max}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (137)$$

Führt man die oben angegebenen Ziffernwerte in Gleichung 137 ein, so erhält man für den Kapillardruck p_k die Werte 0·048 bis 0·154, im Mittel 0·108 *kg* pro *cm*². Der Minimalwert ζ_{II} der Ziffer des aktiven Erddruckes beläuft sich nach Formel 134 mit $p_k = 0 \cdot 108$ auf $\zeta_{II} = 0 \cdot 056$. Für den Maximalwert φ_{II} der statischen inneren Reibung liefert die Formel 132 mit $\zeta_{II} = 0 \cdot 056$ den Wert $\varphi_{II} = 63^0\,30'$ und die Ziffer des statischen inneren Reibungswiderstandes ist $\operatorname{tg} \varphi_{II} = 2 \cdot 006$. Die mittlere Scherfestigkeit des gelben Tones sollte sich nach Formel 31 wegen $f_1 = \operatorname{tg} \varphi_{II}$ auf

$$q_t = p_k \, . \, \operatorname{tg} \varphi_{II} = 0 \cdot 108 \, . \, 2 \cdot 006 = 0 \cdot 217 \text{ } kg \text{ pro } cm^2$$

belaufen. Nach den Angaben der amerikanischen Forscher betrug sie 0·214 bis 0·338, im Mittel 0·286 *kg* pro *cm*².

Die Oberfläche des blauen Tones befand sich ursprünglich in einer Tiefe von 3·6 *m* unter der Oberfläche des Geländes und war mit Schotter bedeckt. Sie wurde jedoch bereits einige Jahre vor dem Versuch durch Aushub bloßgelegt und bildete den Boden einer zwecks Schottergewinnung ausgeschachteten Grube. Die Druckfestigkeit des blauen Tones betrug 0·65 bis 2·46, im Mittel 1·20 *kg* pro cm² und die Zugfestigkeit 0·045 bis 0·203, im Mittel 0·124 *kg* pro *cm*². Die Rechnung liefert nach dem oben angegebenen Verfahren die Mittelwerte $p_k = 0 \cdot 138$ *kg* pro *cm*², $\zeta_{II} = 0 \cdot 101$,

[180]) Proc. Am. Soc. XLVIII, Nr. 3, March 1922, p. 563.

$\varphi_{II} = 54^0\,40'$ und tg $\varphi_{II} = 1{\cdot}41$. Mit diesen Zifferwerten ergibt die Formel 31 für die Scherfestigkeit einen Mittelwert von $q_t = 0{\cdot}195\ kg$ pro cm^2. Der Versuch lieferte Werte von 0·179 bis 0·253, im Mittel $0{\cdot}208\ kg$ pro cm^2.

Die oben berechneten Minimalwerte der Ziffern ζ_{II} des aktiven Erddruckes belaufen sich auf einen kleinen Bruchteil der Ziffern, welche für luftfreie, homogene Ton-Wassergemenge gefunden wurden (Tabelle 33).

Aus den in Tabelle 21 für die Tonwürfel C_3, C_5 und C_6 mitgeteilten Daten läßt sich auch die Beziehung ableiten, welche zwischen dem Elastizitätsmodul der Materialien C_3 bis C_6 und dem in diesen Materialien herrschenden Kapillardruck p_k besteht. Die Werte der Kapillardrücke wurden nach Formel 137 aus der Zug- und Druckfestigkeit der Bodenproben berechnet. Nachdem die auf Tonwürfel wirkenden Kapillardrücke mit zunehmender Belastung der Würfel abnehmen (15. Abschnitt *e*), so muß man den für einen Würfel nach Formel 137 berechneten Kapillardruck p_k dem Kleinstwert E_{min} der Elastizitätsziffer des Würfels zuordnen. (Siehe Fußnote 169.) Dieser belief sich für den gelben Tonwürfel C_3 auf 610 *kg* pro cm^2. Schätzt man die Zugfestigkeit des Würfels auf 0·086 *kg* pro cm^2, so liefert Gleichung 137 für den Kapillardruck p_k den Wert $0{\cdot}090\ kg$ pro cm^2. Die Beziehung zwischen Kapillardruck und Elastizitätsmodul (Formel 30) lautet

$$E = c_k\, p_k = \frac{610}{0{\cdot}090}\, p_k = 6800\, p_k \quad \ldots\ldots\ldots \quad (30\,c)$$

In ähnlicher Weise erhält man für den blauen Tonwürfel C_5 mit $q_{d\,max} = 0{\cdot}96\ kg$ pro cm^2, $q_{z\,max} = 0{\cdot}0624\ kg$ pro cm^2 und $E_{min} = 140\ kg$ pro cm^2 den Wert $p_k = 0{\cdot}0667\ kg$ pro cm^2 und

$$E = \frac{140}{0{\cdot}0667}\, p_k = 2100\, p_k \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (30\,d)$$

Für den Würfel C_6 findet man mit $q_{d\,max} = 0{\cdot}66$, $q_{z\,max} = 0{\cdot}045$ und $E_{min} = 98\,kg$ pro cm^2 den Wert $p_k = 0{\cdot}0482\ kg$ pro cm^2 und

$$E = \frac{98}{0{\cdot}0482}\, p_k = 2030\, p_k \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (30\,e)$$

Nach Formel 23 gilt $E_s = A\, p_s$, nach Formel 30 $E = c_k\, p_k$ und nach Formel 34

$$E_s = c_k\, \frac{\zeta_0 (1 + \zeta_0)}{1 + \zeta_0 - 4\,\zeta_0^2\, m}\, p_s \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (34)$$

Mit dem Schätzungswert $\zeta_0 = 0{\cdot}70$ erhält man aus Formel 33 $m = 0{\cdot}365$, aus Formel 34 $E_s = c_k \,.\, 1{\cdot}21\, p_s$ und die Ausdrücke 30 *c* bis *e* gehen über in:

$$\left.\begin{array}{rl} \text{Würfel } C_3 & E_s = 8240\, p_s \\ \text{Würfel } C_5 & E_s = 2550\, p_s \\ \text{und Würfel } C_6 & E_s = 2470\, p_s \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (23\,b)$$

Für rauhkörnigen Sand (Tabelle 24) gilt $E_s = 176\, p_s$

Der Schwellbeiwert $1 : A$ der von den amerikanischen Forschern untersuchten Bodenproben beläuft sich demnach auf weniger als ein Zehntel des Schwellbeiwertes eines rauhkörnigen Sandes. Die im vorstehenden angeführten Tatsachen lassen vermuten, daß ein gewaltiger Unterschied zwischen den physikalischen Eigenschaften der luftfreien, homogenen Ton-Wassergemenge und jenen der oxydierten, halb oder ganz gekrümelten, von Haarrissen und Wurzelfäden durchzogenen Abarten dieser Gemenge besteht. Die Ursache dieses Unterschiedes liegt vornehmlich in dem Umstand, daß der Kapillardruck, unter dem die einzelnen Krümel stehen, wesentlich größer ist als der Kapillardruck, durch welchen die gekrümelte Masse zusammengehalten wird. Infolgedessen erfolgt die Formänderung des gekrümelten Bodens nicht wie jene des luftfreien Ton-Wassergemenges durch Gleitung von Bodenkorn an Bodenkorn, sondern durch Gleiten

von Krümel an Krümel. Die Bodenkörner, welche den Ton zusammensetzen, sind glatt, biegsam und schuppenförmig; die Krümel hingegen derb und ihre Oberfläche ist außerordentlich rauh. Dieser Unterschied in der Beschaffenheit der Bodenelemente kommt in der Verschiedenheit der Ziffern der inneren Reibung klar zum Ausdruck. Solange man die Beziehungen noch nicht kennt, die zwischen den gleichnamigen Eigenschaften des homogenen und des gekrümelten Bodens bestehen, müssen die einen unabhängig von den andern erforscht werden.

23. Abschnitt.

Der Druck des Bodens gegen die nachgiebige Verkleidung von Hohlräumen.

a) Der Druck des Sandes auf bewegliche Bodenklappen und der Firstdruck im Stollen. Eine Sandschüttung von der Höhe h ruhe auf einer unendlich ausgedehnten, wagrechten Unterlage. In dieser Unterlage befinde sich eine Öffnung, die durch eine in lotrechtem Sinn bewegliche Bodenklappe verschlossen sei. Solange sich die Klappe nicht bewegt, steht sie ebenso wie die starre Unterlage der Schüttung unter einem Druck von γh pro Flächeneinheit (γ = spezifisches Gewicht des Sandes). Wenn nun die Bodenklappe nachgibt, so streben die oberhalb der Klappe lagernden Körner senkrecht nach unten, während die über dem starren Teil der Unterlage befindlichen Körner durch den Widerstand der Unterlage an der Bewegung verhindert sind. Mit zunehmendem Tiefergehen der Klappe nimmt der auf sie wirkende Druck erfahrungsgemäß ab, bis er einen bestimmten, von der Struktur und der Beschaffenheit des Sandes sowie von den Abmessungen der Bodenklappe abhängigen Minimalwert erreicht. Das Nachgeben der Klappe bewirkt eine örtliche Lockerung des Sandgefüges und sobald der Sand den zum Ausfließen erforderlichen Grad der Auflockerung erfahren hat, stürzt er ab.

Schon vor einem Jahrhundert war bekannt, daß der auf eine Bodenklappe von gegebenen Abmessungen wirkende Minimaldruck von der Schüttungshöhe nahezu unabhängig ist und bei gleichem Schüttungsmaterial und kreisförmigem Klappenumriß mit der dritten Potenz des Öffnungsdurchmessers zunimmt (Moreau, Hagen). Die Faktoren, von denen die Größe des Minimaldruckes abhängt, wurden hingegen bis jetzt noch nicht in befriedigender Weise dargelegt.

Forchheimer[181]) nimmt an, daß sich im Sand eine lotrechte, prismatische Gleitfläche bilde, welche den Umfang der Bodenöffnung zur Leitlinie hat. Der abstürzende Sandkörper habe die Gestalt eines Zylinders. Dem Gewicht des Zylinders wirken die an der Mantelfläche desselben angreifenden Reibungskräfte entgegen. Der Absturz des Zylinders werde durch die Differenz der beiden widerstreitenden Kräfte herbeigeführt. Stellt man diese Differenz als Funktion der Zylinderhöhe dar, so erkennt man, daß ihr Wert für eine bestimmte Zylinderhöhe zu einem Maximum wird. Dieses Maximum beläuft sich auf

$$P = \frac{\gamma F^2}{2u} \cdot \frac{1 + 2\,\mathrm{tg}^2\varphi}{\mathrm{tg}\,\varphi} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (138)$$

Hierin bedeuten
γ das spezifische Gewicht des Sandes,
F den Flächeninhalt,
u den Umfang der Bodenöffnung,
φ den natürlichen Böschungswinkel, dessen Tangente für sehr locker gelagerten

[181]) Über Sanddruck und Bewegungserscheinungen im Inneren trockenen Sandes. Z. d. öst. I. u. A.-V., 1882.

Sand angenähert mit der Ziffer des inneren Gleitwiderstandes identisch ist (22. Abschnitt, d), und

P den gesamten auf die Bodenklappe wirkenden Druck.

Nach Engesser[182]) entstehen oberhalb eines nachgebenden Streifens von der Breite $2b$ Gewölbe, deren Kämpfertangenten mit der Wagrechten einen Winkel φ einschließen und dessen Pfeilhöhe

$$f = \frac{b \operatorname{tg} \varphi}{2}$$

beträgt. Auf jedes Gewölbe wirken pro Flächeneinheit nach unten das Eigengewicht $\gamma\, dh$ (dh = Dicke des Gewölbes) und nach oben der Gegendruck v der Bodenklappe. Dieser Gegendruck verteilt sich nach der Annahme Engessers gleichmäßig auf die Gewölbeschalen, deren Gesamtmächtigkeit gleichgesetzt wird der Schüttungshöhe h. Der Unterschied zwischen dem Eigengewicht des Gewölbes und dem auf das Gewölbe entfallenden Teil des Gegendruckes beläuft sich demnach auf

$$q = dh\left(\gamma - \frac{v}{h}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (139)$$

Die Belastung q erzeugt einen Horizontalschub $d\tau$. Betrachtet man das Gewölbe als Dreigelenkbogen, so berechnet sich der Horizontalschub mit

$$d\tau = \frac{q b^2}{2 f} = dh \frac{b^2}{2 f}\left(\gamma - \frac{v}{h}\right) = dh \frac{b}{\operatorname{tg} \varphi}\left(\gamma - \frac{v}{h}\right)$$

Bedeuten ζ den Minimalwert der Ziffer des aktiven Erddruckes und $\operatorname{tg} \varphi$ den Maximalwert der Ziffer der inneren Reibung (von Engesser der Tangente des natürlichen Böschungswinkels gleichgesetzt), so übt der unter dem Einfluß des Seitenschubes τ pro Flächeneinheit stehende Sand im Augenblick des Abstürzens einen in lotrechter Richtung wirkenden Druck $\zeta \tau$ aus. Nach Formel 131 besteht zwischen ζ und φ die Beziehung

$$\zeta = \operatorname{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right).$$

Um den Absturz des Sandes zu verhindern, muß die Bodenklappe auf den nach unten strebenden Sand einen Gegendruck von mindestens

$$v = \zeta \tau = \zeta \frac{d\tau}{dh} = \tau \operatorname{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right) = \frac{b}{\operatorname{tg} \varphi}\left(\gamma - \frac{v}{h}\right) \operatorname{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right)$$

ausüben. Durch diese Bedingung ist der untere Grenzwert von v festgelegt. Der gesamte, auf die Längeneinheit des nachgebenden Streifens wirkende Druck D beläuft sich auf $b\,v$ vermehrt um das Eigengewicht der Sandmasse, die sich zwischen der Bodenklappe und der Unterseite des untersten Gewölbes befindet. Letzteres beträgt angenähert

$$\frac{2 b^2 \gamma \operatorname{tg} \varphi}{3}.$$

Aus den oben abgeleiteten Formeln ergibt sich durch Umformung der Ausdruck

$$D = 4 b^2 \gamma \left[\frac{h \operatorname{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right)}{2 h \operatorname{tg} \varphi + b \operatorname{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right)} + \frac{\operatorname{tg} \varphi}{6}\right] \quad \ldots\ldots \quad (140)$$

[182]) Über den Erddruck gegen innere Stützwände. D. Bauztg., 1882.

Für große Werte von h und nicht zu kleine Werte von φ geht diese Formel über in

$$D = 4\,b^2\gamma\left[\operatorname{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right)\frac{\operatorname{ctg}\varphi}{2} + \frac{\operatorname{tg}\varphi}{6}\right] \quad \ldots\ldots\ldots \quad (141)$$

Die Forchheimersche, von der Annahme einer lotrechten Gleitfläche ausgehende Betrachtungsweise trifft, wie auch Forchheimer selbst bemerkt, nur dann zu, wenn der Sand sehr locker gelagert ist. Nach Abschnitt 22, *d*, wird die Gleitung im Sand durch die in der Gleitzone stattfindende Auflösung des Kornverbandes eingeleitet und in einem halbwegs dicht gelagerten Sand fehlt den Körnern die dazu nötige Bewegungsfreiheit[183]).

Die Engessersche Theorie trägt den im dichtgelagerten Sand herrschenden Verhältnissen insoferne Rechnung, als sich ein solcher Sand im Falle einer örtlichen Gleichgewichtsstörung erfahrungsgemäß zwischen unnachgiebigen Hindernissen verspannt. Selbstverständlich müßte man in der Engesserschen Theorie an Stelle der Tangente des natürlichen Böschungswinkels den von der Struktur des Sandes abhängigen Maximalwert $\operatorname{tg}\varphi_{II}$ der Ziffer der inneren Reibung einführen (22. Abschnitt, *c*). Auch ist nicht einzusehen, warum die Kämpfertangenten der Gewölbe mit der Wagrechten den Winkel φ einschließen sollen. Man sollte vielmehr annehmen, daß der Wert des Neigungswinkels der Kämpfertangente im Lauf der Klappensenkung jenem Wert ψ zustrebt, für den der Druck auf die Klappe zu einem Minimum wird. Dieser Grenzwert von ψ beläuft sich nicht auf φ, sondern auf

$$\psi = \operatorname{arc\,tg}\left[\sqrt{3}\operatorname{tg}\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right)\right].$$

Das Gewicht der Sandmasse, welche sich zwischen der Klappe und der Unterseite des untersten Gewölbes befindet, beträgt

$$\frac{2\,b^2\gamma}{\sqrt{3}}\operatorname{tg}\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right)$$

und der Wert von D

$$D = \frac{4\,b^2\gamma}{\sqrt{3}}\operatorname{tg}\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (142)$$

Die berichtigte Engessersche Formel 142 wurde bereits von Bierbaumer[184]) abgeleitet. Man muß jedoch bemerken, daß auch die berichtigte Engessersche Theorie nicht imstande ist zu erklären, wieso der Druck auf die Bodenklappe bei sehr geringer Schüttungshöhe h größer ist als der bei großen Schüttungshöhen auftretende Druck. Nach Formel 140 sollte er sogar kleiner sein. Diese Ungereimtheit ist auf zwei innere Widersprüche in den grundlegenden Voraussetzungen der Engesserschen Theorie zurückzuführen. Der Horizontalschub der Gewölbe beläuft sich nach Engesser auf

$$\tau = \frac{d\tau}{dh} = \frac{b}{\operatorname{tg}\varphi}\left(\gamma - \frac{v}{h}\right) \doteq \frac{b}{\operatorname{tg}\varphi}\gamma \quad \ldots\ldots\ldots \quad (142a)$$

pro Flächeneinheit eines lotrechten Querschnittes. Der aktive Seitendruck, welchen die zu beiden Seiten der Gewölbe befindlichen Sandmassen gegen die Gewölbekämpfer ausüben, beträgt in einer Tiefe von h unter der Sandoberfläche nach Formel 131

$$\gamma\,h\operatorname{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right)$$

pro Flächeneinheit. Für

---

[183]) Terzaghi, Die Erddruckerscheinungen in örtlich beanspruchten Schüttungen und die Entstehung von „Tragkörpern". Österr. Wochenschrift für öffentl. Baudienst, 1919.

[184]) A. Bierbaumer, Die Dimensionierung des Tunnelmauerwerkes. Leipzig 1913, S. 13.

$$h_0 = \frac{b}{\operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right)}$$

ist der von den Gewölben ausgeübte Horizontalschub τ (Formel 142 a) gleich dem oben angegebenen aktiven Erddruck und für $h > h_0$ ist er sogar kleiner, d. h. die Gewölbe würden bei Schüttungshöhen von $h > h_0$ durch den aktiven Erddruck zerquetscht werden. Engesser setzt für den von ihm benützten Sand $\varphi = 36^0\,30'$ und h_0 beläuft sich demnach auf $5{\cdot}34\,b$. Der Kernpunkt der Schwierigkeiten liegt jedoch in der Unhaltbarkeit der Rolle, die Engesser dem Gegendruck v der Bodenklappe zuweist. Nach Formel 142 a wirkt auf eine lotrechte, durch die Streifenachse gelegte Schnittebene ein wagrechter Einheitsdruck τ, dessen Wert vom Ort unabhängig ist. Infolgedessen könnte sich das Gewölbesystem nur dann im Gleichgewicht befinden, wenn man auch die obere Laibung der obersten Gewölbeschale mit v belasten würde. Diese Belastung ist jedoch nicht vorhanden.

Vergegenwärtigt man sich obendrein die im Sand als Folge der örtlichen Entlastung auftretenden Formänderungen, so kommt man zu dem Schluß, daß die Gewölbebildung unmöglich im Sinne Engessers im ganzen, zwischen Bodenklappe und Schüttungsoberfläche befindlichen Raum erfolgen kann, sondern daß im Sand der in Fig. 39 schematisch dargestellte Spannungszustand herrschen müsse. Sobald die Bodenklappe nachgibt, erfährt der unmittelbar über der Klappe befindliche Sand eine Verkürzung in wagrechtem und eine Streckung in lotrechtem Sinn, d. h. er ist ebenso beansprucht wie ein belastetes Gewölbe. Die Intensität der Formänderung nimmt aus geometrischen Gründen mit der lotrechten Entfernung des betrachteten Punktes von der Bodenklappe ab und mit ihr auch die Intensität der Gewölbewirkung. In einer von den Abmessungen der Klappe und von der Dichte der Lagerung des Sandes abhängigen Höhe h_0 wird sie unmerklich. Falls die Schüttungshöhe h kleiner ist als die Gesamthöhe h_0 der Gewölbekappe, so ist die Gewölbewirkung unvollkommen und der auf die Klappe wirkende Druck in Übereinstimmung mit der Erfahrung größer als dies bei vollkommener Gewölbewirkung (größere Werte von h) der Fall wäre.

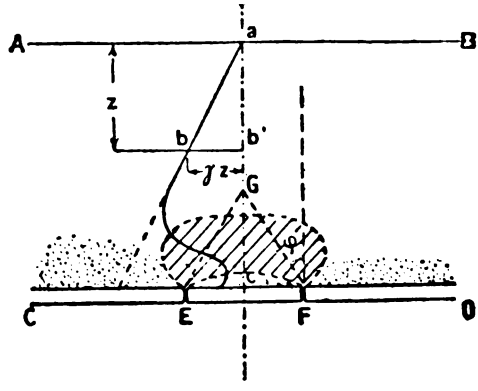


Fig. 39.

In dem in Fig. 39 durch Schraffierung hervorgehobenen Gewölbebereich besteht nebst der Gefahr der Zerstörung des Gewölbes durch Drucküberschreitung auch die Gefahr der Zerstörung infolge Abstürzens des „Schlußsteines". $E\,F\,G$ stellt den Querschnitt durch ein dreiseitiges Prisma dar, welches auf dem nachgebenden Streifen $E\,F$ ruht. Auf die Seitenflächen $E\,G$ und $F\,G$ dieses Prismas wirkt der von der Hinterfüllung des Prismas in wagrechtem Sinn ausgeübte Erddruck. Falls der Winkel φ zwischen der Lotrechten und den Seitenflächen des Prismas größer ist als der Winkel φ_1 des inneren Gleitwiderstandes (22. Abschnitt, d), so wird das Prisma durch den Erddruck nach unten gedrängt. Der Streifen $E\,F$ (Breite $2\,b$) hat demnach mindestens das Gewicht eines Prismas zu tragen, dessen Seitenflächen mit der Lotrechten den Winkel φ_1 bilden. Dieses Gewicht beläuft sich auf

$$D = \gamma\, b^2 \operatorname{ctg} \varphi_1$$

pro Längeneinheit des Streifens. Diese Formel wurde von Bierbaumer[185]) aus dem Gleichgewicht einer gesetzmäßig aufgebauten Kugelschüttung abgeleitet. Der Sandkeil $E\,F\,G$ bildet gewissermaßen den Schlußstein des Traggewölbes und die Bodenklappe muß mindestens das Gewicht dieses Steines tragen.

Der Schlußstein, welcher über einer quadratischen Bodenklappe mit einer Seitenlänge $2\,b$ lagert, hat die Form einer vierseitigen Pyramide und sein Gewicht beträgt $\frac{4}{3}\,\gamma\,b^3\,\mathrm{ctg}\,\varphi_1$. Für rechteckige Bodenklappen mit den Seitenlängen $2\,a$ und $2\,b$ $(a < b)$ kann man das Gewicht des Schlußsteines mit hinreichender Genauigkeit durch die Formel

$$D = \frac{4}{3}\,\gamma\,a^3\,\mathrm{ctg}\,\varphi_1 + 2\,\gamma\,(b-a)\,a^2\,\mathrm{ctg}\,\varphi_1 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (143)$$

ausdrücken.

Der Gedankengang, welcher zu der Formel 143 geführt hat, ist nur dann einwandfrei, wenn sich infolge der dichten Lagerung des Sandes keine lotrechte Gleitfläche bilden kann. Bei lockerer Lagerung ist diese Möglichkeit zum mindesten unmittelbar oberhalb der Streifenkanten vorhanden und Forchheimer[186]) meint diesbezüglich: „Bei einer Bodenklappe ließe sich, wenn die Lage der Gleitfläche in allen Punkten der Sandmasse bekannt wäre, eine Fläche konstruieren, welche von dem Umfang der Klappe ausgeht und welche die Eigenschaft besitzt, daß auf ihre Elemente nur Horizontalkräfte wirkten." Diese gekrümmten Flächen bilden für den locker gelagerten Sand das Gegenstück zu den in Fig. 39 für den dichtgelagerten Sand dargestellten ebenen Abrißflächen $E\,G$ und $F\,G$.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß im dichtgelagerten Sand die in Fig. 39 schematisch dargestellte Druckverteilung herrscht. Der nachgiebige Bodenstreifen hat mindestens das Gewicht des Schlußsteines $E\,F\,G$ des Gewölbes zu tragen und der Minimalwert des auf ihn wirkenden Druckes ist durch Formel 143 festgelegt. Falls es hingegen infolge lockerer Lagerung des Materiales zu keiner nennenswerten Verspannung des Sandes kommt, so ist der Minimalwert des Druckes durch die Forchheimersche Formel 138 bestimmt. Die Formeln 138 und 143 geben demnach die Grenzen an, zwischen denen der Wert des Klappendruckes liegen muß. Je nach der Dichte der Lagerung des Sandes, d. h. je nach dem Grad der Bewegungsfreiheit der Sandkörner trifft entweder die eine oder die andere Formel angenähert zu. Tabelle 34 enthält eine Gegenüberstellung von errechneten und gemessenen Werten. Die berechneten Werte, welche mit den Beobachtungsergebnissen am besten übereinstimmen, sind durch fetten Druck hervorgehoben.

In der Verschiedenheit der Methoden, die bei der Berechnung des Minimaldruckes auf nachgebende Bodenklappen zum Ziele führen, drückt sich die Verschiedenheit der Vorgänge aus, durch welche der Absturz des Sandes eingeleitet wird. Im locker gelagerten Sand bilden sich Gleitflächen, im dichtgelagerten Sand kommt es zu einer Zerstörung der Gewölbe durch stetige Zusammendrückung oder durch das Abstürzen des Schlußsteines. Im nächsten Abschnitt (Tragfähigkeit des Bodens) wird gezeigt, daß die Dichte der Lagerung bei der Beanspruchung einer Sandmasse durch örtliche Belastung der Sandoberfläche den gegenteiligen Einfluß auf die Art der auftretenden Bewegungserscheinungen ausübt: Bei dichtgelagertem Sand ist die Überschreitung der Grenzbelastung mit einer Gleitflächenbildung verbunden, während sie im locker gelagerten Sand eine stetige Formänderung bewirkt. Der Gegensatz ist auf den Umstand zurückzuführen, daß die Sandkörner beim Nachgeben einer Bodenklappe dem Zentrum der Gleichgewichtsstörung zustreben, während sie bei örtlicher Belastung einer Schüttung vom Zentrum der Störung weggedrängt werden.

---

[185]) A. Bierbaumer, Die Dimensionierung des Tunnelmauerwerkes. Leipzig 1913, S. 13.

[186]) Über Sanddruck und Bewegungserscheinungen im Inneren trockenen Sandes. Z. d. öst. I. u. A.-V., 1882.

Die Forchheimersche Theorie liefert für den Druck eines locker gelagerten Feinsandes auf den nachgiebigen First eines Stollens mit 3 bis 3·4 *m* Breite einen Wert von 9·2 bis 11·8 Tonnen. Forchheimer bemerkt hiezu: „Gröger[187]) schätzt denselben bei festgelagertem Sand und Schotter nach Erfahrungen in einem durch Lehm, Tegel, Sand und Schotter getriebenen Stollen, dessen Zimmerung eine bewegliche Klappe von etwa 3 bis 3·4 *m* Breite darstellte, auf 3 Tonnen pro m^2, also auf 9 bis 10·2 Tonnen per laufenden Meter, was ziemlich mit den Resultaten der Versuche zusammentrifft." Manche Gebirgsarten üben jedoch weitaus stärkere Drücke aus. Tabelle 35 enthält eine Zusammenstellung der Firstdrücke, mit denen

Tabelle 34.

Material	φ_1[191])	h *cm*	h_0[193]) *cm*	Abmessungen der Bodenöffnung in *cm*	Gemessener Druck in *g*	Forchheimers Formel (138)	Berichtigte Engesser'sche Formel (142)	Schlußstein-Formel (143)
Rheinsand, spez. Gew. $\gamma = 1{\cdot}445$[188])	33° 40′	51–31	15·0	Ø 20	3086–3314	**3216**	–	2270
		51–31	11·3	Ø 15	1324–1399	**1357**	–	850
		51–31	7·5	Ø 10	371–378	**402**	–	284
		8	2·0	Ø 2·66	7·335	**7·57**	–	5·36
		8	1·6	Ø 2·12	3·920	**3·84**	–	2·73
Bleischrott, $\gamma = 6{\cdot}91$[188])	26° 0′	3–6	2·18	Ø 2·12	18·49–17·71	19·5	–	**17·8**
		7–8	2·18	Ø 2·12	17·19–16·67	19·5	–	**17·8**
Goldstreusand, $\gamma = 0{\cdot}86$[188])	42° 50′	6	1·44	Ø 2·66	4·410	**4·69**	–	2·30
Streusand, $\gamma = 1{\cdot}5$[189])	36° 30′	30	3·38	Ø 5	34	51·2	–	**33·2**
Strandsand (Tab. 47 *e*) rel. Dichte 0·8, $\gamma = 1{\cdot}54$[190])	54° [192])	14	2·18	6 × 6	30–42	114·5	–	**40·4**
Rheinsand, $\gamma = 1{\cdot}445$[188])	33° 40′	51–31	7·5	10 × 10	506–515	**512**	–	316
		5–8	1·49	5·86 × 1·97	15·50–15·82	**17·42**	10·2	11·04
Streusand, $\gamma = 1{\cdot}5$[189])	36° 30′	40	2·70	20 × 4	150	328	130·5	**152**
		15	2·70	20 × 4	150	328	130·5	**152**
		6	2·70	20 × 4	180	328	130·5	**152**
		40	1·50	20 × 2·2	52	97	42·5	**49·6**

[187]) Die Statik der Tunnelgewölbe in druckreichem Gebirge auf Grundlage von Wahrnehmungen bei der Bauausführung, von Jaroslav Gröger, Ingenieur, Prag 1881.

[188]) Ph. Forchheimer, Z. d. öst. I. u. A.-V., 1882, S. 111 u. f.

[189]) Engesser, Über den Erddruck gegen innere Stützwände (Tunnelwände). D. Bauztg., 25. Februar 1882.

[190]) Terzaghi, Österr. Wochenschrift f. öffentl. Baudienst, 1919, Heft 17–19.

[191]) Natürliche Böschungswinkel nach Angabe der Beobachter.

[192]) Winkel des inneren Gleitwiderstandes, indirekt aus der Lage der Gleitfläche bei einem Erddruckversuch ermittelt.

[193]) Höhe des „Schlußsteines", Formel 143.

der Tunnelbauer nach A. Bierbaumer zu rechnen hat. Im weichen Tonschiefer der Druckstrecke des Karawankentunnels traten bei einer Stollenbreite von 3·0 m Firstdrücke bis zu 120 t pro m^2 auf. Bierbaumer meint, es habe sich in diesen und in ähnlichen Fällen um „völlig kohäsionsloses" Gebirge gehandelt, in dem eine Verspannung unmöglich sei, und berechnet den Firstdruck für solches Gebirge auf Grund folgender Überlegung: Gegen die lotrecht über dem Tunnelfirst gelegenen Bodenmassen wirkt ein Seitendruck von der Größe

$$p = h\,\gamma\,\mathrm{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right)$$

Tabelle 35[194]).

Gebirgsbeschaffenheit	Firstdruck		Tunnelzimmerung		Anmerkung
	während der Minierung $t\,m^{-2}$	während des weiteren Bestandes $t\,m^{-2}$	Ausführung	Inanspruchnahme	
Fels mehr od. weniger gebräch	0	8–12	schütter und leicht	keine oder unbedeut.	Geringer Auflockerungsdruck
Bindiger Schotter, sehr gebrächer Fels. Mildes Gebirge bei geringer Überlagerung	10	35	schütter und stark	gering	Größere Auflockerungsdrücke, welche während der Minierung nicht bemerkbar werden.
Rolliger Schotter, sehr gebrächer Fels (Firstbrüche)	20–25	35	dicht und stark	nicht übermäßig	Größere Auflockerungsdrücke, welche schon während der Minierung bemerkbar werden. Voraussichtlich schwierige Stabilisierung.
Mildes Gebirge. Größere Überlagerung, druckhaft (auch schwimmend)	35	50	sehr dicht und stark	bedeutend	–
Mildes Gebirge. Sehr große Überlagerung. Sehr druckhaft	50	120	möglichst dicht und möglichst stark (harte Schwellen)	bis zum Bruch	–

worin φ den natürlichen Böschungswinkel des druckhaften Materiales (Winkel des inneren Gleitwiderstandes),
γ sein spezifisches Gewicht und
h die Höhendifferenz zwischen dem First und der Erdoberfläche bedeuten.
Unter dem Einfluß dieses Seitendruckes übt die Bodenmasse auf den First einen Druck von

[194]) Nach A. Bierbaumer, Die Dimensionierung des Tunnelmauerwerkes. Leipzig (Engelmann) 1913.

$$q = p \operatorname{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right) = h\gamma \operatorname{tg}^4\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right) \ldots\ldots\ldots (144)$$

pro Flächeneinheit aus, demnach einen Druck, dessen Größe mit der Überlagerungshöhe h zunimmt.

Der Verfasser kann sich dieser Ansicht nur mit Vorbehalt anschließen. Die Verspannung tritt im kohäsionslosen Sand noch viel typischer auf als im bindigen Boden und ihr Zustandekommen setzt lediglich eine halbwegs dichte Lagerung des Materiales und das Vorhandensein innerer Reibungswiderstände (Reibung von Korn an Korn) voraus. Die Flächenreibung ist aber auch an den Berührungsstellen der Körner des kohäsionslosesten Gebirges wirksam. Obendrein wurde bei der Ableitung der Formel 138, welche den oberen Grenzwert für den Minimalwert des Firstdruckes festlegt, vorausgesetzt, daß sich der Sand infolge lockerer Lagerung nicht verspannen könne. Eine durch bloße Zunahme der Überschüttungshöhe bewirkte Zunahme des Minimaldruckes ist daher aus statischen Gründen nicht denkbar. Nachdem nun die Firstdrücke im Tunnelbau trotzdem die gewaltigen, in Tabelle 35 mitgeteilten Werte erreichen können, ist man genötigt anzunehmen, daß diese Drücke eben nicht Minimaldrücke, sondern Zwischendrücke darstellen. Eine solche Annahme ist zulässig, weil das System Stollenzimmerung-Gebirgsmasse statisch unbestimmt ist. Der Druck auf die Flächeneinheit eines unnachgiebigen Bodenstreifens beläuft sich auf γh. Wenn man den Streifen lotrecht nach unten sinken läßt, so nimmt der auf ihn wirkende Druck ab und nähert sich dem zwischen P (Formel 138) und D (Formel 143) gelegenen Minimalwert. Je nach der Tiefe, bis zu der man den Bodenstreifen absinken läßt, kann der Druck alle Werte von γh bis zum Minimalwert D annehmen. Je größer h und die Schwellziffer des Bodens, desto größer ist die Tiefe Δh, bis zu welcher der Streifen sinken muß, damit der Wert des Firstdruckes ein Minimum wird. Infolgedessen hängt der Wert des auf einen unvollkommen nachgiebigen Streifen wirkenden Druckes tatsächlich von der Höhe h der Überlagerung ab. Falls der Wert Δh der Zusammendrückung, welche die Zimmerung unter dem Einfluß des Gebirgsdruckes erfährt, für sämtliche Tunnelzimmerungen dieselbe wäre, könnte man sogar von einer gewissen Proportionalität zwischen der Höhe der Überlagerung und dem von einer gegebenen Gebirgsart ausgeübten Firstdruck sprechen. Das gilt nicht bloß für den Druck des Sandes, sondern in erhöhtem Maß auch für den Druck einer kohärenten Gesteinsmasse (Tonschiefer usw.), deren Druckfestigkeit kleiner ist als das Gewicht des auf ihr lagernden Gebirges. Das Porenvolumen einer solchen Masse ist nahezu gleich Null und der Druck der Masse auf einen unnachgiebigen Bodenstreifen gleich dem Überlagerungsdruck γh. Wenn der Bodenstreifen nachgibt, so erfährt das Gestein in der Nachbarschaft des Streifens zunächst eine Formänderung. Sobald diese das Maß der Formänderung überschreitet, welche das Gestein eben noch ohne Bruch ertragen kann, wird das Gestein zerquetscht[195]). Ein weiteres Absinken des Bodenstreifens bewirkt eine Abnahme des vom Trümmerwerk auf

[195]) Das Endprodukt einer vollständigen Gesteinszerquetschung sei als Gesteinsmehl bezeichnet. Der wichtigste Unterschied zwischen den Eigenschaften des Gebirges und jenen der Fragmente, aus denen sich das Gesteinsmehl zusammensetzt, besteht darin, daß sich die Druckfestigkeit der Mehlkörner nicht bloß auf ein Vielfaches der Druckfestigkeit des Muttergesteines beläuft, sondern daß sie wahrscheinlich größer ist als jene der festesten Gesteine überhaupt. Infolge der Inhomogenität, der Anwesenheit von Haarrissen und ähnlicher, von der physikalischen Beschaffenheit der Masse an sich unabhängiger Faktoren beläuft sich die Druckfestigkeit der makroskopischen festen Körper bloß auf einen Bruchteil von dem in diesen Körpern herrschenden molekularen Innendruck (Smekal, Festigkeit und Molekularkräfte, Z. d. öst. I.- u. A.-V., 1922, p. 217). Nachdem diese festigkeitsvermindernden Strukturdetails in der Struktur der Teilchen des Endproduktes einer vollständigen Gesteinszertrümmerung fehlen dürften, so könnte auch die Druckfestigkeit dieser Teilchen von der Größenordnung des in ihnen herrschenden molekularen Innendruckes sein. Man darf eben nicht vergessen, daß unsere Vorstellungen von der Druckfestigkeit der Gesteine lediglich aus den Ergebnissen von Versuchen abgeleitet wurden, die man mit makroskopischen Gesteinsproben vorgenommen hat.

den Streifen ausgeübten Druckes. Bevor jedoch das zermalmte Gestein den Charakter einer körnigen Masse mit halbwegs beweglichen Körnern annimmt, muß sein Porenvolumen von Null bis auf mindestens 25% anwachsen, und bevor die Masse imstande ist, sich wie der Sand oder der Ton den herrschenden Druckverhältnissen anzupassen, muß ihr Porenvolumen um weitere 10 bis 15% zunehmen. Unter diesen Verhältnissen erfordert das Absinken des Bodendruckes von γh auf den Minimalwert, Formel 138. die Absenkung des Streifens um einen Betrag von außerordentlicher Größe, verglichen mit dem Betrag, der genügt, um den Bodendruck einer von Anbeginn pulverförmigen Masse auf den Kleinstwert zu bringen. Nachdem nun die Zimmerung eines Stollens im druckhaften Gebirge unmittelbar auf die Minierung folgt, während die Zermalmung des Gebirges aus statischen Gründen erst in größerer Entfernung von der Stollenbrust bis zur vollen Tiefe nach dem Gebirgsinnern vordringt, erscheint es ausgeschlossen, daß die Zimmerung Formänderungen von der zur Herbeiführung des Minimaldruckstadiums erforderlichen Größe erleiden könne und sie bricht, bevor noch der Druck zum Minimaldruck geworden ist. Der Bruch wird durch einen Zwischendruck herbeigeführt. Nachdem dieser Zwischendruck eine statisch unbestimmte Reaktion darstellt, für deren Berechnung derzeit noch die wichtigsten Daten fehlen, so kann sie unmöglich nach dem Verfahren Bierbaumers oder nach irgend einer anderen Methode berechnet, sondern nur auf empirischem Weg, auf Grund der praktischen Erfahrung eingeschätzt werden. Anhaltspunkte für die Beziehung, welche zwischen dem Druck, der Formänderung und der zugehörigen Volumszunahme besteht, könnten durch Laboratoriumsversuche (Zertrümmerung und Deformierung eines weichen Gesteines in der Festigkeitsmaschine, bei teilweiser Verhinderung der seitlichen Ausdehnung der zermalmten Masse) gewonnen werden. Die Anwendbarkeit der Minimaldruckformeln beschränkt sich auf den Fall, da sich die pressende Masse bereits vor Beginn der Minierung in pulverförmigem Zustand befand, denn der Druck einer solchen Masse wird bereits durch ein geringfügiges Nachgeben der Abstützung auf den Kleinstwert gebracht.

Wenn eine spröde Gesteinsschicht zwischen plastischen Gesteinen eingeschlossen ist (Granit oder Gneiß zwischen Kalk bei mächtiger Überlagerung), so kann erstere im Verlauf der Gebirgsbildung zermalmt werden, während die letzteren eine bruchlose Deformation erfahren. Nachdem das Porenvolumen des spröden Gesteines bei der Zertrümmerung und nachfolgenden Formänderung zunimmt, ist es wahrscheinlich, daß die zertrümmerte Gesteinsmasse bereits im natürlichen Zustand einen gewaltigen Schwelldruck gegen das intakt gebliebene Gestein ausübt, und man hat beim Anfahren einer solchen Zermalmungszone besonders anormale Druckverhältnisse zu gewärtigen.

b) Die Bildung von Tragkörpern in plastisch deformierbaren Bodenmassen. Die sinnfällige Verspannung des Sandes über nachgiebigen Bodenklappen lenkt die Aufmerksamkeit auf eine wichtige, durch die Abweichungen vom Hookeschen Gesetz bedingte Eigentümlichkeit der im örtlich beanspruchten Boden herrschenden Spannungsverteilung. Nehmen wir an, zwei Körper von gleicher Gestalt und gleicher Festigkeit seien durch ein gegebenes System von Kräften derart beansprucht, daß in den Körpern eine ungleichmäßige Spannungsverteilung herrscht. Der eine der beiden Körper gehorche dem Hookeschen Gesetz, während die Beziehung zwischen Spannung und Dehnung für den anderen durch Fig. 12 gegeben sei. Läßt man die Kräfte, welche auf die beiden Körper wirken, gleichzeitig und um gleiche Beträge zunehmen, so erkennt man ohne weiteres, daß der Bruch des dem Hookeschen Gesetz gehorchenden Körpers früher eintreten wird als der des anderen. So ist beispielsweise die Biegungsfestigkeit körniger fester Körper größer als die Zugfestigkeit derselben. Die Abweichung vom Hookeschen Gesetz bedingt demnach bei gegebener Festigkeit und bei ungleichmäßiger Spannungsverteilung eine Erhöhung der Widerstandsfähigkeit gegen Bruch. Dies gilt ganz besonders für jene Körper, bei denen die Überschreitung einer bestimmten Grenzspannung zu plastischer Formänderung

führt, so daß die Grenzspannung überschritten werden kann ohne die Festigkeit des deformierten Körpers zu beeinträchtigen. Der in einem solchen Körper durch ein Kraftsystem hervorgerufene Spannungszustand ist dadurch gekennzeichnet, daß die Grenze der Tragfähigkeit erst dann überschritten wird, nachdem die Spannung bereits in einem beträchtlichen Teil des Körpers ihren Grenzwert erreicht hat. Dieser Teil des Körpers sei der Tragkörper genannt, denn die Tragfähigkeit des Materiales ist im Bereich dieses Teiles bis an die äußerste Grenze ausgenützt.

Der Sand ist keiner plastischen Formänderung fähig, weil die durchgreifende Änderung der Kornanordnung im Sand nach Abschnitt 22*a* eine vorübergehende Auflockerung des Gefüges erfordert und diese Auflockerung ist infolge der mit ihr verbundenen Abnahme des Widerstandes der inneren Reibung in der Regel gleichbedeutend mit dem Zusammenbruch des Gleichgewichtes. Die Abweichungen vom Hookeschen Gesetz bewirken daher im Sand lediglich eine Steigerung der Widerstandsfähigkeit durch ausgiebige Formänderung des am stärksten beanspruchten Massenabschnittes. In den plastisch deformierbaren, homogenen Ton-Wassergemengen (Lehm, Ton usw.) können sich hingegen unter dem Einfluß örtlicher Störungen typische Tragkörper herausbilden. Es ist fraglich, ob sich ein mathematisches Verfahren für die Berechnung der Tragkörper entwickeln läßt, das einfach genug ist, um den Bedürfnissen der technischen Praxis zu entsprechen. Vorläufig ist man genötigt, die Abmessungen der Tragkörper auf Grund halbempirischer Annahmen einzuschätzen (Absatz *c*).

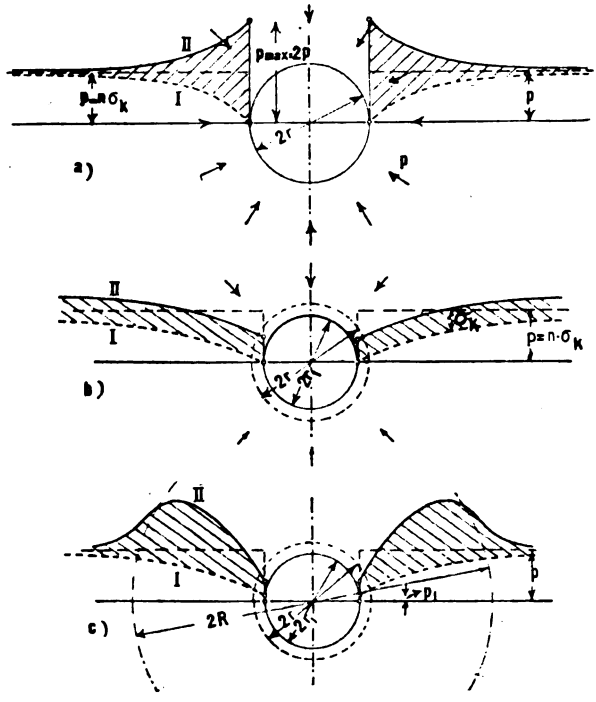


Fig. 40.

c) Die Spannungsverteilung in der Umgebung einer Bohrung von kreisförmigem Querschnitt. Als Beispiel für das Zustandekommen der Tragkörper sei die Spannungsverteilung erörtert, welche in der Umgebung einer Bohrung mit kreisförmigem Querschnitt herrscht. Die Untersuchung soll sich nur auf den in der Querschnittsebene herrschenden Spannungszustand erstrecken. Vor erfolgter Bohrung des Loches seien die beiden Hauptspannungen in jedem Punkt des zu lochenden Körpers gleich

$$p = n\,\sigma_k \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (145)$$

worin σ_k die Druckfestigkeit des Materiales und
n eine beliebige positive Zahl bedeuten.

Falls der Körper dem Hookeschen Gesetz gehorchte, so würde die Lochung den in Fig. 40*a* dargestellten, aus der technischen Mechanik bekannten Spannungszustand herbeiführen. Die Radialspannung (punktierte Kurve I) beliefe sich an der Mantelfläche der Bohrung auf Null und die Tangentialspannung (ungebrochene Kurve II) am selben Ort auf $2p$. Bei $n \leqq 0{\cdot}5$ würde das Material an der Mantelfläche

der Bohrung zerquetscht werden und die Zerstörung griffe von der Mantelfläche aus in radialer Richtung um sich.

Es sei nun angenommen, der gelochte Körper bestünde aus einem vollkommen plastischen Material, das zu fließen beginnt, sobald der Unterschied $\Delta\sigma$ zwischen den beiden Hauptspannungen den Betrag σ_k übersteigt. Eine solche Eigenschaft besitzt beispielsweise das Blei. Der Einfachheit halber sei vorausgesetzt, daß der Körper bei Hauptspannungsdifferenzen von $\Delta\sigma < \sigma_k$ streng dem Hookeschen Gesetz gehorche. Der in Fig. 40*a* dargestellte Spannungszustand würde in diesem Fall für $n > 0{\cdot}5$ zwar keine Zerquetschung des Materiales, wohl aber die Schließung der Bohrung herbeiführen. Die Bohrung bleibt jedoch offen, denn es bildet sich rings um die Bohrung ein hohlzylinderförmiger Tragkörper[195a]), dessen Abmessungen auf Grund folgender Überlegungen eingeschätzt werden können: Man denke sich die den Hohlraum umgebende Masse in konzentrische Zylinderschalen mit dem Halbmesser x und der Dicke dx zerlegt. Jede Zylinderschale ist imstande in radialem Sinn einen Druck dp aufzunehmen, soferne die durch dp hervorgerufene Tangentialbeanspruchung den Wert $\sigma_k\,dx$ nicht überschreitet. Wirkt auf die Zylinderschale von außen her ein Druck p' und von innen der Druck $p' - dp$, so erzeugt die Druckdifferenz dp einen Tangentialdruck von der Größe $x\,dp$ und das Gleichgewicht der plastischen Zylinderschale erfordert

$$(p' + dp)(x + dx) - p'\,x = (p' + \sigma_k)\,dx.$$

Hieraus

$$x\,dp = \sigma_k\,dx \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (146)$$

Infolge der Spannungsverminderung $p - p'$ dehnt sich die Masse der in der Tragzone befindlichen Zylinderschalen aus und der Halbmesser der Bohrung nimmt von r auf r_1 ab. Für $x = r_1$ ist die Radialspannung $p' = 0$ und die Tangentialspannung $t = \sigma_k$. Die dp summieren sich von r_1 angefangen in radialer Richtung und die Summe erreicht in einer Entfernung R von der Lochachse den Wert p. Nimmt man an, daß sämtliche Zylinderschalen bis an die Grenze ihrer Tragfähigkeit beansprucht sind, so gilt infolge von 146

$$p = n\,\sigma_k = \int_0^p dp = \sigma_k \int_{r_1}^R \frac{dx}{x} = \sigma_k\,[ln\,x]_{r_1}^R = \sigma_k\,ln\,\frac{R}{r_1}$$

Hieraus

$$R = r_1\,e^n \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (147)$$

Der Druck p führt demnach im vorliegenden Fall auch für $n > 0{\cdot}5$ nicht zu einer Schließung der Bohrung, sondern er wird für jeden beliebigen Wert von n durch den Widerstand des Tragkörpers aufgenommen. Die zweite, zur Berechnung von R und r_1 erforderliche Bedingungsgleichung erhält man, indem man aus der durch Gleichung 146 festgelegten Spannungsverteilung, der Elastizitätsziffer und der Querkontraktionsziffer des Materiales die Volumzunahme berechnet, die der gelochte Körper im Bereich des Tragkörpers erfährt. Die Rechnung wurde seinerzeit vom Verfasser durchgeführt[196]). Die in der Umgebung der Bohrung herrschende Spannungsverteilung ist in Fig. 40 *b* dargestellt.

Die Differenz zwischen den beiden Hauptspannungen kann erst dann den Wert σ_k annehmen, wenn die Formänderung des Körperelementes ein gewisses Maß erreicht hat. Nachdem nun die Formänderung der Zylinderelemente mit abnehmendem Zylinderhalbmesser nicht sprunghaft, sondern allmählich von Null (Formänderung außerhalb des Tragmantelbereiches) auf das einer Spannungsdifferenz σ_k entsprechende

---

[195a]) E. Wiesmann (Über Gebirgsdruck, Schweiz. Bauztg., 24. Aug. 1912) sah sich bereits vor zwölf Jahren durch die bei Tunnelbauten auftretenden Druckerscheinungen veranlaßt anzunehmen, daß „der Überlagerungsdruck die Bildung einer Art Schutzhülle bewirke, in der nach allen Richtungen ein Druckgefälle entsteht, das den Gebirgsdruck zum größten Teil vom Hohlraum fernhält."

[196]) Terzaghi, Die Erddruckerscheinungen in örtlich beanspruchten Schüttungen und die Entstehung von „Tragkörpern". Österr. Wochenschrift für öffentl. Baudienst, 1919, Heft 17 b. 19.

Maß zunimmt, so sind auch die Zylinderschalen an der Peripherie des Tragkörpers im Gegensatz zu unserer Voraussetzung nicht bis an die Grenze ihrer Tragfähigkeit beansprucht. Die äußere Grenze des Tragkörperbereiches ist demnach in Wirklichkeit keine scharfe und die beiden Kurven I und II, Fig. 40 *b* gehen im Grenzbereich des Tragmantels nicht sprunghaft, sondern tangentiell in die Gerade $p = n\,\sigma_k$ über.

Falls die durchbohrte Masse nicht aus dem oben vorausgesetzten, vollkommen plastischen Material, sondern aus einem luftfreien, plastischen Ton besteht, so ist die Fließgrenze des gelochten Materiales nach erfolgtem Ausgleich der durch die Lochung geweckten hydrodynamischen Spannungen nicht durch einen bestimmten Unterschied σ_k zwischen den Hauptspannungen, sondern nach Formel 133 durch den Größtwert ζ_{II}' des Quotienten aus den beiden Hauptspannungen $p_k + q_{d\,max}$ und p_k bestimmt. Bedeutet p' den auf eine Zylinderschale mit dem Halbmesser x und der Dicke dx von außen wirkenden Druck, so ist die Grenze der Tragfähigkeit der Schale durch die Bedingung festgelegt, daß der Tangentialdruck in dieser Schale gleich sei dem Wert $\zeta_{II}'\,p'\,dx$. Ein Spannungsabfall dp erzeugt in der Schale einen Tangentialdruck von der Größe $x\,dp$. Im Bereich des bis an die Grenze seiner Tragfähigkeit ausgenützten Tragkörpers ist demnach jede Zylinderschale imstande, eine Spannungsdifferenz dp hervorzubringen, soferne

$$(p' + dp)(x + dx) - p'\,x = \zeta_{II}'\,p'\,dx.$$

Hieraus

$$p'\,dx + x\,dp = p'\,\zeta_{II}'\,dx \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (148)$$

Aus dieser Gleichung geht hervor, daß der Tragkörper im vorliegenden Fall nur dann bestandfähig ist, wenn die Radialspannung an der Mantelfläche der Bohrung einen positiven Wert p_1 besitzt. Der Wert der Integrationskonstanten ist durch die Bedingung $p' = p_1$ für $x = r_1$ festgelegt und die Integration liefert den Ausdruck

$$\frac{p'}{p_1} = \left(\frac{x}{r_1}\right)^{\zeta_{II}' - 1} \quad \text{bzw.} \quad \frac{p}{p_1} = \left(\frac{R}{r_1}\right)^{\zeta_{II}' - 1} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (149)$$

Der äußere Durchmesser des Tragkörpers beläuft sich auf

$$R = r_1 \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{\zeta_{II}' - 1}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (150)$$

Nachdem der Wert der kleinsten Hauptspannung (Ordinaten der Kurve I, Fig. 40 *c*) in jedem Punkt des Tragkörpers kleiner ist als der Druck p, welcher vor der Durchbohrung der Masse im Tragkörperbereich geherrscht hat, so erfährt der Ton innerhalb dieses Bereiches eine Schwellung. Die durch Formel 149 beschriebene Spannungsverteilung ist in Fig. 40 *c* graphisch dargestellt. Auch in dieser Figur muß man die Kurven I und II tangentiell in die Gerade $p = n\,\sigma_k$ übergehen lassen, weil die Zylinderschalen an der Peripherie des Tragkörpers nicht bis an die Grenze ihrer Tragfähigkeit beansprucht sind. Der auf die Mantelfläche der Bohrung wirkende, zur Aufrechterhaltung des Gleichgewichtes erforderliche Druck p_1 wird im Ton durch die Oberflächenspannung des Porenwassers (Kapillardruck) hervorgebracht, so daß die Bohrung unter Umständen auch ohne Einbau offen bleibt. Der Wert p_1 dieses Kapillardruckes läßt sich auf rechnerischem Weg einschätzen (Absatz *d*).

Etwas anders liegen die Verhältnisse für den Sand. Der Radialdruck p_1 muß infolge der Abwesenheit eines nennenswerten Kapillardruckes durch den passiven Widerstand eines nachgiebigen Einbaues hervorgebracht werden. Nachdem ferner der Sand keiner plastischen Formänderung fähig ist, können sich in gelochten Sandmassen nur unvollkommene Tragkörper herausbilden. Der Wert des Quotienten ζ der beiden Hauptspannungen nimmt schon von der Mantelfläche der Bohrung angefangen mit zunehmendem Achsabstand ab und die größte bezogene Zusammendrückung ε, welche der Sand erfahren kann ohne eine tiefgreifende Zerrüttung seines Gefüges zu erleiden, konnte aus den Ergebnissen der Versuche des Verfassers mit etwa 0·025 eingeschätzt werden. Damit ist dem Schwellmaß des Sandes eine ziemlich

enge Grenze gezogen. Trotzdem dürfte sich die in der Nachbarschaft der Bohrung herrschende Spannungsverteilung für den Sand bloß durch steileren Verlauf der Kurven I und II von der in Fig. 40 *c* für den Ton dargestellten Spannungsverteilung unterscheiden.

d) Das Schwellen des Tones im Tunnel. Im Berg- und im Tunnelbau wurde zuweilen beobachtet, daß sich die Sohle der Stollen im Tongebirge allmählich emporwölbt und daß die Verkleidung der Stollen eine mit der Zeit zunehmende Verdrückung erfährt. Man sagt, der Ton „schwelle", und versucht diese Erscheinung durch die Annahme zu erklären, daß der Ton auf hygroskopischem Weg Wasser aus der Luft ansauge. Um die Zulässigkeit dieser Annahme zu überprüfen, hat der Verfasser Probekörper aus verschiedenen Tonsorten und mit verschiedenem Wassergehalt angefertigt und wochenlang in geschlossenen, mit dampfgesättigter Luft erfüllten Räumen bei Zimmertemperatur aufbewahrt. In der plastischen und halbfesten Konsistenzform veränderten die Probekörper weder ihr Gewicht noch ihren Rauminhalt und in der festen erwiesen sie sich trotz hygroskopischer Wasseraufnahme als raumbeständig. Man kann daher das Schwellen des Tones im Tunnel unmöglich auf hygroskopische Wasseraufnahme zurückführen.

Die Erscheinung des Schwellens erklärt sich vielmehr aus den im Porenwasser des Tones herrschenden Druckverhältnissen. Die für den Tunnelbauer in Betracht kommenden Tonschichten sind durchwegs luftfrei und ihre Poren sind mit Wasser gefüllt[197]). Die im Absatz *c* durchgeführte Untersuchung des Falles Fig. 40 *c* hat gezeigt, daß der Ton in der Nachbarschaft der Bohrung eine Raumzunahme erfährt. Die Luft kann infolge der an der Mantelfläche der Bohrung wirksamen Oberflächenspannung des Wassers unmöglich in das Innere der zur Schwellung drängenden Massen gelangen und die Raumvermehrung kann daher nur durch eine Zunahme des Wassergehaltes bewirkt werden. Um zu erfahren, woher das Zuschußwasser stammt, vergegenwärtige man sich die Wirkung der Lochung auf den Spannungszustand eines Zylinders mit dem Halbmesser R_1, welcher aus luftfreiem Tonteig besteht und dessen Mantel die Angriffsfläche eines gleichmäßig verteilten Radialdruckes p (pro Flächeneinheit) darstellt. In der Richtung der Zylinderachse sei die Ausdehnung des Tonteiges verhindert und die Untersuchung soll auf den in der Querschnittsebene herrschenden Spannungszustand beschränkt werden. Falls der Druck lange genug gewirkt hat und falls obendrein für den freien Abzug des überschüssigen Porenwassers gesorgt war, so ist der hydrostatische Überdruck, unter dem das Porenwasser des Tones steht, in jedem Punkt des Zylinders gleich Null. Nun bohre man ein Loch mit kreisrundem Querschnitt durch den Zylinder, so daß die Achse der Bohrung mit der Zylinderachse identisch ist. Die an der Mantelfläche der Bohrung angreifende Oberflächenspannung des Porenwassers wirkt der im Bereich des künftigen Tragkörpers auftretenden Schwelltendenz (Absatz *c*) entgegen. Nach Abschnitt 14 *a* erzeugt der durch die Oberflächenspannung des Wassers ausgeübte Kapillardruck (in unserem Fall p_1' genannt) einen gleich großen hydrostatischen Unterdruck im Kapillarwasser. Dieser zunächst auf die Nachbarschaft der Bohrung beschränkte Unterdruck bewirkt ein Zuströmen von Wasser aus der weiteren Umgebung der Bohrung gegen die Mantelfläche derselben und das Gleichgewicht tritt erst dann ein, sobald der hydrostatische Unterdruck im gesamten Zylinderbereich einen mittleren, vom Achsabstand unabhängigen Wert p_1 angenommen hat. Der Wassergehalt des Tones nimmt daher im Bereich des Tragkörpers auf Kosten des Wassergehaltes der den Tragkörper umgebenden Massen zu; der Ton

[197]) Eine Ausnahme macht nur der Löß. Der Löß kann jedoch nicht als eine bindige Bodenart im Sinne der Definition homogener Tonmassen betrachtet werden. Erstens enthält er fast keinen Schlamm (Verteilungskurve *e*, Fig. 1) und zweitens ist er nicht homogen, denn er ist in lotrechter Richtung von Wurzelröhren durchsetzt. Obendrein wird seine Kohäsion nicht wie jene des Tones bloß durch die Oberflächenspannung des Porenwassers, sondern auch durch chemische Kräfte (leichte Verkittung durch kalkige Bindemittel) erzeugt.

schwillt im Tragkörperbereich, während er außerhalb desselben eine zusätzliche Verdichtung erfährt. Im folgenden bedeuten:

R_1 den Halbmesser der äußeren Mantelfläche des Zylinders,
R den Halbmesser der äußeren Begrenzungsfläche des Tragkörpers (Schutzhülle),
t die seit der Herstellung der Bohrung verflossene Zeit,
r den Halbmesser der Bohrung für $t = 0$,
r_1' den Halbmesser der Bohrung für $0 < t < \infty$,
r_1 den Halbmesser der Bohrung für $t = \infty$,
p den in radialer Richtung auf die Mantelfläche des Zylinders wirkenden Außendruck (p gibt zugleich die Größe des im Zeitpunkt $t = 0$ an der Mantelfläche der Bohrung wirksamen Kapillardruckes an),
p_1' den im Zeitpunkt $0 < t < \infty$ auf die Mantelfläche der Bohrung wirkenden Kapillardruck,
p_1 denselben Druck für $t = \infty$,
p' die im Zeitpunkt $t = \infty$ in einem Abstand x von der Achse der Bohrung im Ton herrschende Radialspannung,
ζ_{II}' den oberen Grenzwert der Ziffer des passiven Erddruckes,
a_1 die bei der Zunahme des Druckes p' um die Druckeinheit aus der Raumeinheit des Tonteiges austretende Wassermenge (Mittelwert für das Druckintervall p bis $p + p_1$) und
a_2 die bei der Abnahme des Druckes p' um die Druckeinheit von der Raumeinheit des Tonteiges angesaugte Wassermenge (Mittelwert für das Druckintervall p_1 bis p).

Im Widerspruch mit der Definition der Verdichtungsziffer (Formel 63 *b*) beziehen sich die Koeffizienten a_1 und a_2 nicht auf die Raumeinheit der Trockensubstanz, sondern auf jene des Teiges. Zu dieser Festsetzung liegt kein zwingender Grund vor, denn man könnte in der nun folgenden Untersuchung ebensogut mit der Raumeinheit der Trockensubstanz operieren, wie dies im IV. Hauptstück durchwegs getan worden ist. Nur hätte man im vorliegenden Fall zu berücksichtigen, daß sich die Veränderlichkeit der Längeneinheit nicht bloß auf eine Hauptrichtung beschränkt, sondern für alle drei Hauptrichtungen angenommen werden müßte. Da jedoch dem Leser das Rechnen mit unveränderlichen Längeneinheiten geläufiger ist, so hat es der Verfasser vorgezogen, in diesem Absatz von dem in der Festigkeitslehre gebräuchlichen Begriff der bezogenen Dehnung auszugehen und die Längeneinheit auf die Abmessungen zu beziehen, die der Tonzylinder vor Herstellung der Bohrung hatte.

Nach Gleichung 148 besteht zwischen dem Achsabstand x und der in diesem Abstand im Ton herrschenden Radialspannung p' nach erfolgtem Ausgleich der hydrodynamischen Spannungen ($t = \infty$) die Beziehung

$$p'\,dx + x\,dp = \zeta_{II}'\,p'\,dx \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (148)$$

Für $x = r_1$ wird $p' = p_1$. Unter dieser Voraussetzung ergibt die Integration der Gleichung

$$p' = p_1 \left(\frac{x}{r_1}\right)^{\zeta_{II}' - 1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (151)$$

Setzt man $\zeta_{II}' - 1 = \zeta$, so geht diese Gleichung über in

$$p' = p_1 \left(\frac{x}{r_1}\right)^{\zeta} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (151a)$$

In den peripherischen Teilen des Zylinders (d. h. außerhalb des Tragkörperbereiches) herrscht voraussetzungsgemäß im Zeitpunkt $t = 0$ ein Druck p und im Zeitpunkt $t = \infty$, d. h. nach erfolgtem Ausgleich der hydrodynamischen Spannungen, ein Druck $p + p_1$. Für $x = R$ und $t = \infty$ gilt demnach

$$p + p_1 = p_1 \left(\frac{R}{r_1}\right)^{\zeta} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (152)$$

Die im Achsabstand R bis R_1 auftretende Erhöhung des Druckes von p auf $p + p_1$ bewirkt die Ausquetschung einer Wassermenge

$$Q_1 = a_1 p_1 \pi (R_1^2 - R^2) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (153)$$

pro Längeneinheit des Zylinders. Diese Wassermenge strömt nach der Zone des hydrostatischen Unterdruckes, welche die Bohrung umgibt, und erzeugt dortselbst die Schwellung, die den Tragkörper kennzeichnet. Die für das Zustandekommen der Schwellung erforderliche Wassermenge beläuft sich auf

$$Q_2 = 2 a_2 \pi \int_r^R (p - p') x \, dx \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (154)$$

pro Längeneinheit des Zylinders, soferne man den Einfluß der Querkontraktion vernachlässigt und den Wassergehalt in geradem Verhältnis mit dem reziproken Wert der kleinsten Hauptspannung (Radialspannung) zunehmen läßt. Setzt man in der Formel 151 $r_1 = r$ und führt den Wert p', Formel 151, in Formel 154 ein, so geht diese Gleichung über in

$$Q_2 = 2 a_2 \pi \int_r^R x \left[p - p_1 \left(\frac{x}{r}\right)^{\zeta}\right] dx = a_2 \pi p \left[(R^2 - r^2) - 2 \frac{p_1}{p} \cdot \frac{R^{\zeta+2} - r^{\zeta+2}}{r^{\zeta} (\zeta + 2)}\right] \quad . \quad (155)$$

Setzt man in dieser Gleichung $\frac{p}{p_1} = \beta - 1$ und führt an Stelle von R den Ausdruck

$$R = r_1 \left(\frac{p + p_1}{p_1}\right)^{\frac{1}{\zeta}} = r \left(\frac{p + p_1}{p_1}\right)^{\frac{1}{\zeta}} = r \beta^{\frac{1}{\zeta}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (152)$$

ein, so erhält man die Beziehung

$$Q_2 = a_2 \pi p r^2 \left[\left(\beta^{\frac{2}{\zeta}} - 1\right) - 2 \frac{\beta^{\frac{\zeta+2}{\zeta}} - 1}{(\beta - 1)(\zeta + 2)}\right]$$

Nachdem die ausgequetschte Wassermenge Q_1 (Formel 153) gleich ist der angesaugten Wassermenge Q_2, so gilt

$$a_1 p_1 \pi (R_1^2 - R^2) = \pi a_1 \frac{p}{\beta - 1} \left(R_1^2 - r^2 \beta^{\frac{2}{\zeta}}\right) =$$

$$= a_2 \pi p r^2 \left[\left(\beta^{\frac{2}{\zeta}} - 1\right) - 2 \frac{\beta^{\frac{\zeta+2}{\zeta}} - 1}{(\beta - 1)(\zeta + 2)}\right]$$

Setzt man ferner $\frac{a_1}{a_2} = \varkappa$, $\frac{R_1}{r} = c$ und $\frac{\zeta + 2}{\zeta} = n$, so erhält man nach erfolgter Umformung des Ausdruckes

$$\beta^n + \beta^{n-1} n (\varkappa - 1) - n \beta + n \frac{\zeta + 4}{\zeta + 2} - c^2 \varkappa n = o \quad \ldots \ldots \quad (156)$$

Der Wert ζ_{II}' beträgt nach Tabelle 33 (reziproker Wert von ζ_{II})
für den Ton I $\zeta_{II}' = 2{\cdot}24$
und „ „ Ton IV $\zeta_{II}' = 1{\cdot}68$
(für dichtgelagerten Sand beläuft sich ζ_{II}' auf 16·7).

Um dem Leser eine anschauliche Vorstellung vom Spannungszustand des gelochten Zylinders zu vermitteln, sei für ζ_{II}' in Gleichung 156 ein Wert von 3·0 eingeführt. Dieser Wert entspricht einem hochplastischen Ton der ersten Plastizitätsklasse und wurde gewählt, damit die Formel 156 eine quadratische Gleichung ergibt. Mit $\zeta_{II}' = 3$ wird $\zeta = 2$, $n = \frac{2+\zeta}{\zeta} = 2$ und die Formel 156 geht über in

$$\beta^2 + \beta(2\varkappa - 4) + (3 - 2c^2\varkappa) = o \quad \ldots\ldots\ldots \quad (156a)$$

Hieraus $$\beta = -(\varkappa - 2) \pm \sqrt{(\varkappa - 2)^2 + 2c^2\varkappa - 3} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (157)$$

Nachdem der Wert von β stets positiv sein muß, gilt bloß das obere Vorzeichen. Aus

$$\beta = \frac{p}{p_1} + 1 \text{ ergibt sich } p_1 = \frac{p}{\beta - 1}$$

$$\text{und } R \doteq r\,\beta^{\frac{1}{2}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (152a)$$

Der Halbmesser r_1 berechnet sich aus der Beziehung

$$Q_1 = a_1 p_1 \pi (R_1^2 - R^2) = Q_2 = \pi (r^2 - r_1^2)$$

mit $$r_1 = \sqrt{r^2 - a_1 p_1 (R_1^2 - R^2)} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (158)$$

Durch die bisher abgeleiteten Formeln ist der im gelochten Zylinder herrschende Spannungszustand für $t = \infty$ festgelegt. Für $t = 0$ gilt folgendes: Falls der Druck p größer ist als der Wert p_k' des Schrumpfdruckes, so dringt sofort nach erfolgter Lochung Luft in den Tragkörperbereich und der Ton geht in der Nachbarschaft der Bohrung in die ganz feste Konsistenzform über (siehe Definition derselben im 5. Abschn., *b*). Das ist aber in der Praxis infolge der hohen Werte von p_k' der Tone und fetteren Lehme niemals der Fall. Bei $p < p_k'$ beläuft sich der Kapillardruck an der Mantelfläche der Bohrung im Zeitpunkt $t = 0$ auf p und sein Wert nimmt im Laufe der Zeit ab, wobei der Ton im Bereich des Tragkörpers schwillt und der Halbmesser der Bohrung abnimmt. Der im Porenwasser des Tones herrschende hydrostatische Unterdruck ist in der Nachbarschaft der Mantelfläche der Bohrung für sämtliche Werte von t gleich dem dort herrschenden Kapillardruck p_1'. In den peripherischen Teilen des Zylinders ist er für $t = 0$ gleich Null und im Anfangsstadium des Schwellprozesses so klein, daß er im Vergleich mit p vernachlässigt werden kann (für $t = \infty$ beläuft er sich, wie bereits erwähnt, auf p_1). Das Gesamtgefälle, mit dem das Wasser in diesem Stadium aus den peripherischen Teilen des Zylinders gegen die Mantelfläche der Bohrung strömt, ist demnach angenähert gleich p_1'. Die mittlere Länge des Weges, den das Porenwasser hiebei zurücklegt, ist von der Größenordnung

$$L = \frac{R_1 - r}{2}$$

und der mittlere Durchflußquerschnitt D pro Längeneinheit des Zylinders von der Größenordnung

$$D = 2\pi \frac{R_1 + r}{2}$$

Zwischen der Abnahme f, welche die Querschnittsfläche der Bohrung im Laufe eines bestimmten Zeitraumes erfährt, und der Wassermenge Q_2, die im Laufe derselben Zeit in die Längeneinheit des Tragmantels eintritt, besteht die Beziehung $f = r^2\pi - r_1'^2\pi = Q_2$. Es gilt demnach, unter Berücksichtigung des Gesetzes von Darcy (Formel 39)

$$\frac{dQ_2}{dt} = \frac{df}{dt} = k \frac{p_1'}{L} D \quad \ldots\ldots\ldots \quad (159)$$

Um den in der Formel 159 enthaltenen Wert p_1' als Funktion von f darzustellen, greife man auf die Formel 155 zurück, wobei man zu beachten hat, daß es sich nunmehr um das erste Stadium des Schwellprozesses handelt. Wie oben erwähnt, kann man für dieses Stadium den Unterdruck, der außerhalb des Tragmantelbereiches im Porenwasser herrscht, vernachlässigen und den Durchmesser der Bohrung mit hinreichender Genauigkeit dem Wert $2r$ gleichsetzen. Unter diesen Voraussetzungen vereinfacht sich die Formel 152 in

$$p = p_1' \left(\frac{R}{r}\right)^{\zeta}. \quad \text{Hieraus} \quad R = r \left(\frac{p}{p_1'}\right)^{\frac{1}{\zeta}}$$

Setzt man $\left(\frac{p}{p_1'}\right) = \alpha$ und ζ_{II}' wie oben gleich 3, so ist $R = r\sqrt{\alpha}$. Setzt man ferner $\frac{1}{a_2 \pi p r^2} = c_1$, so geht die Gleichung 155 über in

$$Q_2 = f = \frac{1}{c_1}\left[(\alpha - 1) - \frac{1}{2\alpha}(\alpha^2 - 1)\right] \quad \ldots\ldots\ldots \quad (160)$$

Hieraus $$\alpha = (c_1 f + 1) \pm \sqrt{(c_1 f + 1)^2 - 1} = \frac{p}{p_1'}$$

oder $$p_1' = \frac{p}{(c_1 f + 1) \pm \sqrt{(c_1 f + 1)^2 - 1}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (161)$$

Nachdem unter allen Umständen $\alpha = \frac{p}{p_1'} > 1$, so gilt nur das positive Vorzeichen. Durch die Einführung des Wertes p_1', Formel 161, und die Substitution

$$c_1 f + 1 = x$$

verwandelt man die Gleichung 159 in

$$k \frac{D}{L} dt = \frac{df}{p_1'} = \frac{1}{c_1 p}\left(x + \sqrt{x^2 - 1}\right) dx.$$

Hieraus $$k \frac{D}{L} t = \frac{1}{c_1 p} \int \left(x + \sqrt{x^2 - 1}\right) dx + C.$$

Der Wert der Integrationskonstanten C ergibt sich aus der Bedingung $f = 0$ und $x = 1$ für $t = 0$. Die Integration liefert

$$t = \frac{L}{2 k c_1 p D}\left[x^2 - 1 + x\sqrt{x^2 - 1} - ln\left(x + \sqrt{x^2 - 1}\right)\right] =$$

$$= \frac{a_2 r^2 (R_1 - r)}{4 k (R_1 + r)}\left[x^2 - 1 + x\sqrt{x^2 - 1} - ln\left(x + \sqrt{x^2 - 1}\right)\right] \quad \ldots \quad (162)$$

Die Differenz $r - r_1'$ gibt die lineare Schwellung des Tones in radialer Richtung und der Wert $f = \pi (r^2 - r_1'^2)$ die durch Schwellung bewirkte Abnahme der Querschnittsfläche der Bohrung an. Durch Formel 161 ist der zu einem gegebenen Wert von $r = r_1'$ gehörige Kapillardruck p_1' und durch Formel 162 die Zeit t bestimmt, die verstreicht, bis der Kapillardruck an der Mantelfläche der Bohrung vom Anfangswert p auf p_1' absinkt.

Beispiel. Der Zylinder bestehe aus einem hochplastischen Ton, dessen Eigenschaften jenen der Tone I und IV (Tabelle 19) ähneln. Für den Außendruck p werde ein Wert von $p = 40\ kg$ pro cm^2 angenommen. Dieser Wert entspricht etwa dem durch eine Überlagerung von 200 m Mächtigkeit hervorgerufenen Bodendruck. Die Beschaffenheit des Tones sei durch folgende Ziffern gekennzeichnet:

$\zeta_{II}' = 3$, daher $\zeta = \zeta_{II}' - 1 = 2$ und $n = \frac{\zeta + 2}{2} = 2$.

$(a_1) = 0{\cdot}0192 \,.\, 10^{-4}\ g^{-1}\ cm^5$, Mittelwert der Verdichtungsziffer für Drucksteigerung innerhalb eines Druckintervalles von 40 bis 42 *kg* pro cm^2.

$(a_2) = 0{\cdot}0048 \,.\, 10^{-4}\ g^{-1}\ cm^5$, Mittelwert der Verdichtungsziffer für Druckverminderung innerhalb eines Druckintervalles von 2 bis 40 *kg* pro cm^2.

$k = 0{\cdot}025\ cm$ Jahr^{-1} bei 15° C, für ein Porenzifferintervall von etwa 0·6 bis 0·8. (Auf eine Längeneinheit mit der wahren Länge 1 *cm* bezogen).

$P = 0{\cdot}77$ die Plastizitätsgrenze, durch die ihr äquivalente Porenziffer ausgedrückt, und $F = 1{\cdot}60$ die Fließgrenze des Tones.

Obendrein ist das Druck-Porenziffer-Diagramm des Tones gegeben. Aus diesem Diagramm wurde entnommen, daß sich die Porenziffer des Tones bei einem Druck von 40 *kg* pro cm^2 auf $\varepsilon = 0{\cdot}60$ beläuft. Die Werte der Ziffern (a_1) und (a_2) wurden in bekannter Weise aus der Lage jener Tangenten des Hauptastes des Druck-Porenziffer-Diagrammes ermittelt, deren Berührungspunkte die oben angegebenen Druckintervalle begrenzen. (Siehe Formel 63 *a* und 21. Abschnitt *c*.) Diese Werte beziehen sich infolgedessen auf die Raumeinheit der Trockensubstanz. Um sie auf die den Formeln 148 bis 162 zugrundegelegte Bezugseinheit (Raumeinheit des Ton-Wasser-Gemenges) zu reduzieren, braucht man sich bloß zu vergegenwärtigen, daß 1 cm^3 der Trockensubstanz bei der einem Druck von 40 *kg* pro cm^2 entsprechenden Porenziffer $\varepsilon = 0{\cdot}60$ einen Raum von 1·6 cm^3 beansprucht. Wenn sich der Wassergehalt pro 1·6 cm^3 des Teiges um (a_1) bezw. um (a_2) ändert, so beträgt die Änderung des Wassergehaltes pro 1 cm^3 des Teiges

$$a_1 = \frac{(a_1)}{1{\cdot}6} = 0{\cdot}012 \,.\, 10^{-4}$$

$$\text{bezw.}\quad a_2 = \frac{(a_2)}{1{\cdot}6} = 0{\cdot}003 \,.\, 10^{-4}$$

Der Wert $\varkappa$ beläuft sich auf $\varkappa = \frac{a_1}{a_2} = 4{\cdot}0$.

Für r sei ein Wert von 1·50 *m* und für R_1 ein Wert von 15 bezw. 90 *m* angenommen. Mit $R_1 = 15\ m$ ist $c = R_1 : r = 10$ und die Formel 157 liefert für β den Wert

$$\beta = -(4-2) + \sqrt{(4-2)^2 - 3 + 2 \,.\, 10^2 \,.\, 4} = 26{\cdot}3 = \frac{p}{p_1} + 1.$$

Hieraus $p_1 = \frac{40{\cdot}0}{26{\cdot}3 - 1} = 1{\cdot}58\ kg$ pro cm^2. Die Formel 152 *a* ergibt $R = 1{\cdot}50 \,.\, \sqrt{26{\cdot}3} = 7{\cdot}70\ m$ und die Formel 158 $r_1 = \sqrt{150^2 - 0{\cdot}012 \,.\, 10^{-4} \,.\, 1580\,(1500^2 - 770^2)} = 139{\cdot}2\ cm = 1{\cdot}392\ m$. Der Halbmesser der Bohrung verringert sich demnach im Laufe des Zeitraumes $t = 0$ bis $t = \infty$ um 10·8 *cm*. Der an der Mantelfläche der Bohrung wirksame Kapillardruck nimmt im Laufe desselben Zeitraumes von 40 auf 1·58 *kg* pro cm^2 ab und der in den peripherischen Teilen des Zylinders herrschende Druck von 40 auf 41·58 *kg* pro cm^2 zu.

Für $R_1 = 90\ m$ und $c = R_1 : r = 60$ erhält man auf ähnliche Weise $\beta = 168$, $p_1 = 0{\cdot}238\ kg$ pro cm^2, $R = 19{\cdot}4\ m$ und $r_1 = 0{\cdot}108\ m$, d. h. die ursprünglich 3·0 *m* weite Bohrung würde sich in unverkleidetem Zustand im Laufe des Zeitraumes $t = 0$ bis $t = \infty$ bis auf 0·216 *m* verengen.

Aus dem Druck-Porenziffer-Diagramm wurde entnommen, daß die Drücke $p_1 = 1{\cdot}53$ und 0·238 *kg* pro cm^2 den Porenziffern $\varepsilon = 0{\cdot}90$ und 1·40 entsprechen. Die Porenzifferäquivalente der Hauptkonsistenzgrenzen belaufen sich auf $P = 0{\cdot}77$ (Plastizitätsgrenze) und $F = 1{\cdot}60$ (Fließgrenze). Diese Ziffern lassen erkennen, daß sich unser Ton unter dem Einfluß eines Kapillardruckes $p_1 = 1{\cdot}58$ bzw. 0·238 in weich- bzw. flüssigplastischem Zustand befindet. (Siehe die in Tabelle 7 angeführten Kriterien für diese Zustände.) Die

für den Zeitpunkt $t = 0$ als halbfest zu bezeichnende Konsistenzform des Tones geht demnach im Laufe des Zeitraumes $t = 0$ bis ∞ in der Nachbarschaft der Bohrung aus der halbfesten in die weichplastische (für $c = R_1 : r = 10$) bzw. flüssigplastische (für $c = 60$) über.

Als Beispiel für den zeitlichen Verlauf der Schwellung soll der Schwellvorgang auf Grund der Annahme beschrieben werden, daß sich der äußere Halbmesser des Zylinders auf $R_1 = 90\ m$ belaufe. Für $R_1 = 90$ ist $c = R_1 : r = 60$,

$$c_1 = \frac{1}{0{\cdot}003 \,.\, 10^{-4}\,\pi \,.\, 40000 \,.\, 150^2} = 0{\cdot}00118$$

und

$$\frac{L}{2\,k\,c_1\,p\,D} = \frac{a_2\,(R_1 - r)\,r^2}{4\,k\,(R_1 + r)} = \frac{0{\cdot}003 \,.\, 10^{-4}\,(9000 - 150) \,.\, 150^2}{4 \,.\, 0{\cdot}025 \,.\, 0{\cdot}00118 \,.\, (9000 + 150)} = 6{\cdot}55.$$

Es sei zunächst nach der Zeit gefragt, die verstreicht bis der Halbmesser der Bohrung um den Betrag $r - r_1' = 5$ bzw. 10 und 50 *cm* abgenommen hat. Die Werte von f sind durch die Formel $f = \pi\,(r^2 - r_1'^2)$ festgelegt. Die Werte von t ergeben sich aus der Formel 162. Wie bereits erwähnt, erstreckt sich der Gültigkeitsbereich der Formel 162 bloß über das Anfangsstadium des Schwellprozesses, weil bei ihrer Ableitung der im Porenwasser der peripherischen Teile des Zylinders herrschende hydrostatische Unterdruck vernachlässigt wurde. Man kann übrigens diesen Unterdruck bei der Ableitung ohne Schwierigkeit berücksichtigen, nur führt dann die Rechnung zu sehr komplizierten Ausdrücken. Die Kapillardrücke, welche in den Zeitpunkten t an der Mantelfläche der Bohrung herrschen, sind durch die Formel 161 bestimmt.

Die Ergebnisse der Auswertung der aufgezählten Formeln sind in Tabelle 36 zusammengestellt. Die Werte p_1' geben zugleich angenähert den Druck an, unter dem eine

Tabelle 36.

R_1 in *cm*	$c = \frac{R_1}{r}$	R in *cm* für $t = \infty$	p_1 in *kg cm*$^{-2}$ für $t = \infty$	r_1 in *cm*	$r - r_1'$ in cm	r_1' in *cm*	f in *cm*^{2}	t Jahre	p_1' in *kg cm*$^{-2}$
1500	10	770	1·58	139·2	.	.	.	.	.
9000	60	1940	0·238	10·8	5	145	4720	5·4	3·05
					10	140	8500	15·7	1·81
					50	100	36,200	250·0	0·457

Verkleidung der Bohrung im Zeitpunkte $t = \infty$ steht, soferne sie unter dem Einflusse dieses Druckes um $r - r_1'$ nachgeben kann ohne hiebei zerquetscht zu werden. Der Schwelldruck gegen eine starre, satt anliegende Verkleidung würde schon im Laufe sehr kurzer Zeit auf nahezu 40 *kg* pro *cm*^{2} = 400 *t* pro *m*^{2} anwachsen und die Verkleidung würde zweifellos zerpreßt werden. Falls die Verkleidung in jedem ihrer Punkte in radialer Richtung um $r - r_1' = 5\ cm$ nachgeben kann, so steigt der Druck im Laufe der Zeit von Null bloß bis auf $p_1' = 3{\cdot}05\ kg$ pro *cm*^{2} = 30·5 *t* pro *m*^{2} und bei einem Nachgeben um 10 *cm* auf 1·81 *kg* pro *cm*^{2} = 18·1 *t* pro *m*^{2} an. Diese Ziffern zeigen deutlich den außerordentlich großen Einfluß des Grades der Nachgiebigkeit der Verkleidung auf den Maximalwert des gegen sie wirkenden Schwelldruckes.

Die an dem Beispiel des gelochten Zylinders erläuterte Spannungsverteilung tritt in der Natur in der Umgebung eines durch luftfreien Ton vorgetriebenen Stollens auf, nur liegen die Verhältnisse bei der Beanspruchung der Stollenverkleidung nicht ganz so einfach. Zunächst sind die in einem beliebigen Punkt der Tonmasse

vor Beginn des Stollenvortriebes herrschenden Hauptspannungen nicht einander gleich, sondern die wagrechte Hauptspannung beläuft sich bloß auf das ζ_0-fache der senkrechten (ζ_0 = Ziffer des Ruhedruckes, Tabelle 33). Ferner wurde das Eigengewicht des Tones bei der Behandlung des Zylinderproblemes vernachlässigt. Die den Stollen umgebende Masse ist nicht zylinderförmig, sondern in wagrechtem Sinn unendlich ausgedehnt und der mittlere Weg, den das Porenwasser aus den entlegenen Teilen des Tones nach der Schwellzone zurückzulegen hat, ist demnach in verschiedenen Richtungen verschieden lang. Nachdem endlich der Wert p der lotrechten Hauptspannung (Bodendruck) mit der Tiefe zunimmt, wird die Durchlässigkeitsziffer des Tones mit der Tiefe geringer. Trotz dieser Komplikationen vermitteln die oben auf Grund der einfachsten Voraussetzungen abgeleiteten Formeln sowohl in quantitativer als auch in qualitativer Hinsicht eine Vorstellung von der Beanspruchung, die der Einbau erfährt, und liefern eine Grundlage für die Einschätzung des Einflusses, den verschiedene, in der Rechnung nicht berücksichtigte Faktoren auf die Beanspruchung der Stollenverkleidung ausüben. So nimmt z. B. die Geschwindigkeit der Schwellung und mit ihr auch die Geschwindigkeit der Zunahme des gegen den Einbau wirkenden Schwelldruckes mit der Durchlässigkeitsziffer k und mit dem reziproken Wert $1 : L$ der mittleren Länge des Sickerweges ab. Wenn nun der vom Stollen durchörterte Ton nicht homogen, sondern von wasserführenden Sandadern durchsetzt ist, so hat man infolge der durch die Sandadern hergestellten, stark wasserdurchlässigen Verbindung zwischen Quetsch- und Schwellbereich eine unverhältnismäßig rasche Zunahme des gegen den Einbau wirkenden Schwelldruckes zu gewärtigen, während die Größe des Maximalwertes des Schwelldruckes bei gegebener Beschaffenheit des Tones durch das Vorhandensein der Sandadern nur in geringem Maß beeinflußt wird. Je später man den nachgiebigen, provisorischen Einbau durch einen unnachgiebigeren, permanenten Einbau ersetzt, desto kleiner ist der Endwert, welchem der auf den permanenten Einbau wirkende Schwelldruck zustrebt. Durch Hinterfüllung des Einbaues mit grobporigem Material dürfte sich eine Herabminderung des Größtwertes des Schwelldruckes erzielen lassen, weil der Ton in die Hohlräume der Hinterfüllung eindringen kann und dadurch ebenso entlastet wird, wie durch ein Nachgeben des Einbaues.

Zum Abschluß sei nochmals darauf hingewiesen, daß die vorausgegangenen Betrachtungen lediglich für luftfreie Ton-Wassergemenge mit reversibler fester Phase Gültigkeit besitzen. Die Spannungsverteilung in Gebirgsmassen mit chemisch aneinander gebundenen Teilchen (Tonschiefer usw.) sind nach den im Absatz *a* dargelegten Gesichtspunkten zu beurteilen.

24. Abschnitt.

Die Tragfähigkeit des Bodens bei Flachgründung.

Die Tragfähigkeit der Sande und Schotter hängt bloß von der Beschaffenheit der Bestandteile und von der Dichte der Struktur (relative Dichte, Formel 5) des belasteten Materiales ab. Durch diese beiden Faktoren ist der Größtwert der Ziffer der inneren Reibung und mit ihm auch das Tragvermögen des grob- und mittelkörnigen Bodens eindeutig festgelegt. Die Tragfähigkeit luftfreier, feinstkörniger Böden (Ton-Wassergemenge) wird obendrein durch die Größe des Kapillardruckes (Druckäquivalent der Konsistenzform, 22. Abschnitt, *b*, Ursache der scheinbaren Kohäsion) und durch die Geschwindigkeit beeinflußt, mit der man die Belastung zunehmen läßt (veränderlicher Wert der Ziffer der hydrodynamischen inneren Reibung, 9. Abschnitt, *e*, und Formel 136).

a) Die Spannungsverteilung im örtlich belasteten Sand. Der Spannungszustand, der in einem beliebigen Punkt P einer unendlich ausgedehnten, spannungslosen, homogenen Masse durch eine punktförmige, auf die unendlich aus-

gedehnte, wagrechte Oberfläche dieser Masse wirkende Einzellast Q erzeugt wird, ist durch die Gleichungen von Boussinesq[198]) festgelegt. Bedeuten

r_1 die Länge des Fahrstrahles, welcher den Punkt P mit dem Angriffspunkt der Last Q verbindet,

r die Länge der wagrechten Projektion dieses Strahles,

z den senkrechten Abstand des Punktes von der Oberfläche der Masse und

$1 : m$ die Poissonzahl der Masse,

so beträgt nach Boussinesq die in lotrechter Richtung wirkende Normalspannung

$$\sigma_z = -\frac{3\,Q}{2\,\pi}\,\frac{z^3}{r_1^5},$$

die radial in wagrechtem Sinn wirkende Normalspannung

$$\sigma_r = -\frac{Q}{2\,\pi}\left[\frac{3\,z\,r^2}{r_1^5} + \frac{1-2\,m}{r_1\,(r_1+z)}\right],$$

die tangential, in wagrechtem Sinn wirkende Normalspannung

$$\sigma_t = \frac{Q}{2\,\pi}\,(1-2\,m)\left[\frac{z}{r_1^3} - \frac{1}{r_1\,(r_1+z)}\right],$$

und die in Verbindung mit σ_z bzw. mit σ_r auftretenden koordinierten Schubspannungen

$$\tau = -\frac{3}{2}\,\frac{Q}{\pi}\,\frac{r\,z^2}{r_1^5}.$$

Durch diese vier Gleichungen ist der im Punkt P herrschende Spannungszustand bestimmt. Strohschneider[199]) hat gezeigt, daß der durch die Boussinesqschen Gleichungen beschriebene Spannungszustand nahezu linear ist und für jeden Punkt P mit einer für praktische Zwecke hinreichenden Genauigkeit durch eine einzige, in diesem Punkt in der Richtung des Fahrstrahles r_1 wirkende Hauptspannung von der Größe

$$p = \frac{3}{2}\,\frac{Q}{\pi}\,\frac{z}{r_1^3} = \frac{3}{2}\,\frac{Q}{\pi}\,\frac{\cos\psi_1}{r_1^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (163)$$

dargestellt werden kann. ψ_1 bedeutet den Winkel, welchen der Fahrstrahl r_1 mit der Lotrechten bildet.

Die in jedem Punkt P durch die Last Q geweckte Hauptspannung p setzt sich mit den durch das Eigengewicht der Masse hervorgerufenen Spannungen zusammen. Führt man die Synthese für eine Sandschüttung durch, so kommt man zu dem Ergebnis, daß schon die Aufbringung einer ganz geringfügigen Last Q zu einer Überschreitung der Tragfähigkeit führen sollte. Das geschieht jedoch in Wirklichkeit nicht, denn es bildet sich im Sand infolge der Abweichungen der Festigkeitseigenschaften des Sandes vom Hookeschen Gesetz und infolge der nichthomogenen Beschaffenheit des Sandes (Abhängigkeit des Elastizitätsmoduls von der Tiefe z) ein kegelförmiger Tragkörper (23. Abschnitt, *b*), welcher den Angriffspunkt der Last zur Spitze hat. In diesem Kegel drängen sich die Kraftlinien zusammen und der Normaldruck, welcher auf die Flächeneinheit einer in der Tiefe z gelegenen wagrechten Schnittfläche wirkt, ist in der Nachbarschaft der Projektion des Angriffspunktes der Last größer, als er nach den für homogene Medien gültigen Gleichungen von Boussinesq sein sollte. Diese Tatsache wurde zum erstenmal von Strohschneider

[198]) Application des potentiels, Paris 1885.

[199]) Elastische Druckverteilung und Drucküberschreitung in Schüttungen. Sitzungsbericht der kais. Akademie der Wiss. in Wien. Mathem.-naturw. Klasse; Bd. CXXI. Abt. II *a*, Februar 1912.

1912[200]) auf experimentellem Weg festgestellt. Strohschneider bestimmte mit Hilfe empfindlicher, in einen wagrechten Boden eingebauter Meßvorrichtungen die Größe und Verteilung des Druckes, welcher von einer durch eine Einzellast beanspruchten Sandschüttung mit einer Höhe h auf den Boden ausgeübt wird. Er fand, daß die Mantelfläche des oben erwähnten Kegels bei lockerer Lagerung des Sandes in der Nachbarschaft der Kegelspitze eine Neigung von 30° bis 40° aufweist. Der Neigungswinkel nimmt mit der Tiefe z ab und wird in einer bestimmten, vom Ausmaß der Belastungsfläche (und wohl auch von der Größe des Flächendruckes und der relativen Dichte des Sandes) abhängigen Tiefe gleich Null. Die 1917 von Goldbeck[201]) veröffentlichten Messungsergebnisse stimmen mit den Strohschneiderschen Resultaten überein. Auch aus einem der Berichte des Am. Found. Comm.[202]) geht hervor, daß der Unterschied zwischen den gemessenen und den nach Boussinesq berechneten Bodendrücken mit der Tiefe abnimmt.

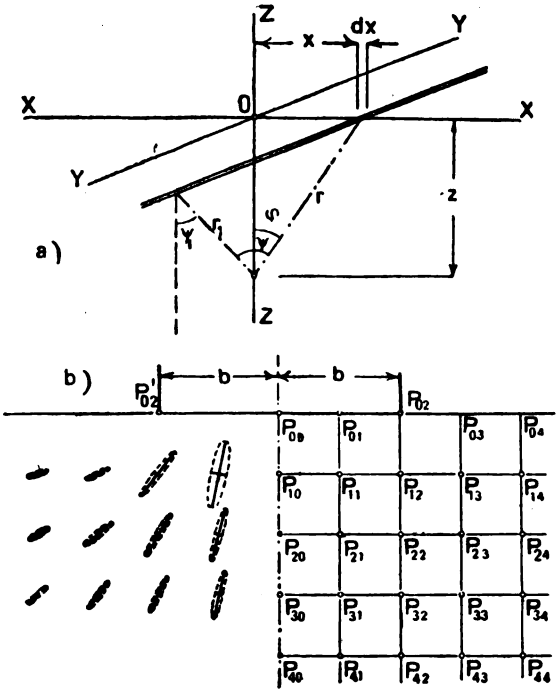


Fig. 41.

Die Unterschiede sind, wie erwähnt, auf die Bildung eines kegelförmigen Tragkörpers zurückzuführen. Die Tragfähigkeit von Sandkegeln wurde bereits 1900 von J. H. Michel[203]) untersucht. Nachdem der Tragkegel im Innern einer belasteten, ebenflächig begrenzten Sandmasse zum Unterschied von den Michelschen Kegeln durch den passiven Widerstand des ihn umgebenden Sandes an der freien seitlichen Ausdehnung behindert wird, befaßte sich das Am. Found. Comm.[204]) mit dem Studium der Wirkung ähnlich gearteter Widerstände auf die Tragfähigkeit belasteter Sandzylinder. So bestimmte man beispielsweise die Druckfestigkeit eines aus Manila-Zeichenpapier angefertigten, mit Sand gefüllten Zylinders mit einem Durchmesser von 10 *cm* und einer Höhe von 35 *cm*. Es ergab sich ein Wert von etwa 5 *kg* pro *cm*^{2}. Die Versuche führten zu keiner nennenswerten Erweiterung unserer Erkenntnis.

Im Jahre 1920 veröffentlichte das Am. Found. Comm. einen Bericht[205]) über die Größe der Senkungen, welche die unter der Lastfläche gelegenen Punkte einer örtlich belasteten Sandmasse erfahren. Um diese Senkungen messen zu können, hatte man im Sand in verschiedenen Tiefen unterhalb der Lastfläche runde Scheiben eingebettet. Von jeder Scheibe führte ein Stab durch eine in der Lastplatte vorgesehene Öffnung lotrecht nach oben. Die durch Steigerung der Last hervorgerufene Senkung

[200]) Elastische Druckverteilung und Drucküberschreitung in Schüttungen. Sitzungsbericht der kais. Akademie der Wiss. in Wien. Mathem.-naturw. Klasse; Bd. CXXI. Abt. II*a*, Februar 1912.

[201]) Proceedings of the Am. Soc. for testing Materials. Vol. 17, 1917, pp. 650–651. Siehe auch die Mitteilungen über die Druckverteilung im Untergrund belasteter Eisenbahnschwellen in Proc. Am. Soc., Pap. a. Disc., Vol. XLVI. March 1920, pp. 251–304.

[202]) Pap. a. Disc., Am. Soc., August 1920.

[203]) Proc., London Mathematical Society. Vol. 32. 1900, p. 23.

[204]) Pap. a. Disc., Am. Soc., August 1920. S. 934.

[205]) Pap. a. Disc., Am. Soc., August 1920. S. 935.

der oberen Stabenden wurde mit einem Extensometer System Ames gemessen. Wie zu erwarten, ergaben sich auch in diesem Fall nennenswerte Unterschiede zwischen den Messungs- und den Rechnungsresultaten.

Der durch die Boussinesqschen Gleichungen bzw. durch die Strohschneidersche Formel 163 beschriebene Spannungszustand weicht nach Vorstehendem einigermaßen von der Wirklichkeit ab. Da jedoch diese Abweichungen mit wachsenden Werten von z rasch abnehmen, kann man sie bei der schätzungsweisen Beurteilung des durch eine Last erzeugten Spannungszustandes vernachlässigen und die Formel 163 als Grundlage für eine solche Beurteilung benützen.

In der Praxis wird der Baugrund häufig durch eine streifenförmige Last beansprucht. Der Streifen habe eine Breite von $2\,b$ und eine Länge ∞ (Fig. 41). Um den vom Belastungsstreifen in einem beliebigen, in einer Tiefe z unter der Oberfläche gelegenen Punkt erzeugten Spannungszustand kennen zu lernen, führe man die lotrecht gedachte Z-Achse durch diesen Punkt und verlege die $X-Y$ Ebene in die Oberfläche der Schüttung. Die Y-Achse sei parallel und die X-Achse senkrecht zu der Längsachse des Belastungsstreifens. Die beiden Ränder des Belastungsstreifens haben die Koordinaten $z = o$ und $x = x_1$ bzw. $x = x_1 + 2\,b$. Es bezeichnen

q die Belastung des Streifens pro Flächeneinheit,

$dq = q\,dx$ die Belastung der Streifenelemente pro Längeneinheit (Fig. 41 *a*),

dp_{r1} die vom Lastelement $dq\,dy = q\,dx\,dy$ in dem gewählten Punkt hervorgerufene lineare Hauptspannung,

σ_x die vom Belastungsstreifen in diesem Punkt an einem in der $Y-Z$ Ebene gelegenen Flächenelement hervorgerufene Normalspannung,

σ_z die Normalspannung an dem zur $X-Y$ Ebene parallelen Flächenelement,

$\tau_x = \tau_z = \tau$ die in Verbindung mit σ_x und σ_z auftretenden, koordinierten Schubspannungen und

σ_{I} sowie σ_{II} die im gewählten Punkt auftretenden Hauptspannungen.

Die Bedeutung der übrigen Buchstaben ist aus Fig. 41 *a* zu entnehmen. Die Schüttung werde zunächst als gewichtslos vorausgesetzt. Demzufolge ist sie vor Aufbringung der Belastung als spannungslos zu betrachten.

Nach Formel 163 beträgt die im gewählten Punkt durch das Belastungselement $q\,dx\,dy$ erzeugte lineare Hauptspannung

$$dp_{r1} = \frac{3}{2}\,\frac{q\,dx\,dy}{\pi}\,\frac{\cos\psi_1}{r_1^2} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (164)$$

Durch den Wert dp_{r1} ist auch der Wert der Normalspannung dp_r bestimmt, welche auf ein im gewählten Punkt senkrecht zum Fahrstrahl r gelegenes Flächenelement wirkt. Er beläuft sich auf

$$dp_r = dp_{r1}\cos^2\psi = \frac{3}{2}\,\frac{q\,dx\,dy}{\pi}\,\frac{\cos\psi_1}{r_1^2}\cos^2\psi$$

und die an diesem Flächenelement durch das ganze Streifenelement erzeugte Normalspannung hat den Wert

$$\Delta p_r = \int_{-\infty}^{+\infty} dp_r = \frac{3}{2}\,\frac{q\,dx}{\pi}\cdot 2\int_0^{\infty}\frac{\cos\psi_1\cos^2\psi}{r_1^2}\,dy = \frac{3\,q\,dx}{\pi}\,\frac{z}{r^2}\int_0^{\infty}\cos^5\psi\,dy\,.$$

Nach Fig. 41 *a* ist $y = r\,tg\,\psi$. Hieraus $dy = \dfrac{r}{\cos^2\psi}$, womit obige Gleichung übergeht in

$$\Delta p_r = \frac{3\,q\,dx}{\pi}\,\frac{z}{r^2}\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^3\psi\,d\psi = 3\,\frac{q\,dx}{\pi}\,\frac{z}{r^2}\left[\sin\psi - \sin^3\frac{\psi}{2}\right]_0^{\frac{\pi}{2}} = 2\,\frac{q\,dx}{\pi}\,\frac{z}{r^2} =$$

$$= 0{\cdot}638\,\frac{z}{r^2}\,q\,dx \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (165)$$

Δp_r stellt eine in der Richtung des Fahrstrahles r wirkende lineare Hauptspannung dar. Die beiden anderen Hauptspannungen sind gleich Null. Nachdem die Richtung dieser Hauptspannung mit der Lotrechten einen Winkel φ bildet, belaufen sich die Elemente der Spannungen σ_x, σ_y und τ auf

$$d\sigma_z = \Delta p_r \cos^2\varphi,\quad d\sigma_x = \Delta p_r \sin^2\varphi \text{ und } d\tau_z = d\tau_x = \Delta p_r \sin\varphi\cos\varphi.$$

Setzt man in der ersten dieser Formeln für Δp_r den Wert Formel 165 ein, so erhält man

$$d\sigma_z = 0{\cdot}638\,z\,\frac{\cos^2\varphi}{r^2}\,q\,dx = 0{\cdot}638\,\frac{\cos^4\varphi}{z}\,q\,dx.$$

Der Wert von dx ergibt sich aus $x = z\,\mathrm{tg}\,\varphi$ mit $dx = \frac{z}{\cos^2\varphi}$. Bezeichnet man die zu den Werten x_1 und $x_1 + 2\,b$ (Abszissen der Ränder des Belastungsstreifens) gehörigen Werte von φ mit φ' und φ'', so erhält man für die Normalspannung σ_z die Gleichung

$$\sigma_z = \int_{\varphi'}^{\varphi''} d\sigma_z = -\,0{\cdot}638\,q\int_{\varphi'}^{\varphi''}\cos^2\varphi\,d\varphi = -\,0{\cdot}319\,q\left[\sin\varphi\cos\varphi + \varphi\right]_{\varphi'}^{\varphi''} \quad (166)$$

Für die übrigen Spannungen ergeben sich die Formeln

$$\sigma_x = -\,0{\cdot}319\,q\left[-\sin\varphi\cos\varphi + \varphi\right]_{\varphi'}^{\varphi''} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (167)$$

und

$$\tau_z = -\,\tau_x = 0{\cdot}160\,q\left[\cos 2\varphi\right]_{\varphi'}^{\varphi''} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (168)$$

Keine der Formeln 166 bis 168 enthält die Breite $2\,b$ des Belastungsstreifens und die Größen σ_x, σ_z und τ sind lediglich Funktionen von q, sowie der Winkel φ' und φ''. Dasselbe gilt auch für die Formeln, die man für die Hauptspannungen σ_{I} und σ_{II} erhält. Man kann demnach die Spannungsgleichungen in der Form

$$\left.\begin{aligned} \sigma_z &= c_z\,q & \sigma_{\mathrm{I}} &= c_{\mathrm{I}}\,q \\ \sigma_x &= c_x\,q & \text{und } \sigma_{\mathrm{II}} &= c_{\mathrm{II}}\,q \\ \tau &= c_t\,q \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (169)$$

anschreiben, worin c_z, c_x, c_t, c_{I} und c_{II} bloß von den Werten φ' und φ'' abhängen. Fig. 41*b* zeigt ein Punktschema, in dem die Lage eines jeden Punktes in bezug auf die äußere Begrenzung $P_{02} - P_{02}'$ des Belastungsstreifens eindeutig festgelegt ist. Der erste Index eines jeden Punktes gibt die Ordnungsnummer der wagrechten und der zweite Index jene der senkrechten Reihe an. Tabelle 37 liefert für die Punkte des Schemas Fig. 41*b* die durch Auswertung der Gleichungen 166 bis 168 ermittelten Koeffizienten c_z, c_x und c_t, die Koeffizienten c_{I} und c_{II} sowie die Werte des Winkels η,

den die größere Hauptspannung mit der Z-Achse bildet. In der linken Hälfte der Fig. 41*b* wurden die in den Punkten des Schemas durch eine Streifenbelastung von $q = 1$ pro Flächeneinheit erzeugten Spannungszustände durch Spannungsellipsen dargestellt.

Nachdem die Schüttung nicht, wie bisher vorausgesetzt, gewichtlos ist, sondern unter dem Einfluß des Eigengewichtes steht, so setzen sich in jedem Punkt die durch den Belastungsstreifen erzeugten Hauptspannungen σ_I und σ_{II} mit den durch das Eigengewicht der Schüttung hervorgerufenen Hauptspannungen p und h zusammen. Bezeichnet z den senkrechten Abstand eines Punktes von der Schüttungsoberfläche und γ das spezifische Gewicht der Schüttung, so beträgt die vom Eigengewicht her-

Tabelle 37[206]).

Horizontalreihe	Vertikalreihe	Punktbezeichnung[207])	c_z	c_x	c_τ	c_I	c_{II}	η
1.	0.	P_{10}	0·931	0·0	0·0	0·931	0	0
	1.	P_{11}	0·875	0·202	0·138	0·900	0·176	11° 10′
	2.	P_{12}	0·482	0·332	0·320	0·736	0·078	38° 30′
	3.	P_{13}	0·083	0·279	0·148	0·359	0·003	61° 40′
	4.	P_{14}	0·017	0·168	0·055	0·283	0·097	72° 0′
2.	0.	P_{20}	0·799	0	0	0·799	0	0
	1.	P_{21}	0·715	0·138	0·156	0·755	0·099	14° 20′
	2.	P_{22}	0·466	0·211	0·256	0·675	0·103	31° 40′
	3.	P_{23}	0·205	0·240	0·211	0·491	0·045	47° 20′
	4.	P_{24}	0·075	0·202	0·128	0·332	0·046	58° 10′
3.	0.	P_{30}	0·658	0	0	0·658	0	0
	1.	P_{31}	0·597	0·082	0·126	0·676	0·102	13° 0′
	2.	P_{32}	0·436	0·130	0·204	0·538	0·028	26° 30′
	3.	P_{33}	0·259	0·169	0·201	0·429	0·051	38° 40′
	4.	P_{34}	0·137	0·176	0·156	0·319	0·005	48° 30′
4.	0.	P_{40}	0·537	0	—	—	—	—
	1.	P_{41}	0·500	0·045	—	—	—	—
	2.	P_{42}	0·400	0·082	—	—	—	—
	3.	P_{43}	—	—	—	—	—	—
	4.	P_{44}	—	—	—	—	—	—

rührende senkrechte Hauptspannung nach Formel 126 $p = \gamma z$ und die wagrechte nach Formel 127 $h = \zeta_0 \gamma z$.

Falls die Last nicht auf der Oberfläche der Sandschicht, sondern in einer Tiefe t unterhalb derselben aufruht, so kann man den durch die Last hervorgerufenen Spannungszustand auf folgende Weise angenähert ermitteln: Man denke sich die oberhalb des Niveaus der Lastfläche befindliche Sandmasse entfernt und die Einheitsbelastung des Streifens von q auf $q - \gamma t$ reduziert. Der durch $q - \gamma t$ erzeugte Spannungszustand ist durch die Formeln 169 bestimmt. Verlegt man die wagrechte Bezugsebene in die Höhe der Lastfläche, so belaufen sich die von der Streifenbelastung $q - \gamma t$ herrührenden Hauptspannungen in jedem Punkt der Masse nach Formel 169 auf $\sigma_I = c_I (q - \gamma t)$, bzw. $\sigma_{II} = c_{II} (q - \gamma t)$. Um von diesem fingierten Belastungs-

[206]) Aus Terzaghi, Die Erddruckerscheinungen in örtlich beanspruchten Schüttungen, Österr. Wochenschr. f. öffentl. Baudienst, 1919, Heft 17 bis 19.

[207]) Punktbezeichnung nach Fig. 41*b*.

fall auf den tatsächlich vorliegenden überzugehen, braucht man bloß die gesamte, im Niveau der Bezugsebene befindliche Oberfläche (den Belastungsstreifen inbegriffen) mit γt pro Flächeneinheit zu belasten und die Spannungen σ_I und σ_{II} mit den durch das Eigengewicht und die Zusatzbelastung hervorgerufenen Hauptspannungen $p = \gamma(z + t)$ und $h = \zeta_0 \gamma(z + t)$ zusammenzusetzen.

Für die unmittelbar unterhalb der Lastfläche gelegenen Teile der Sandschüttung besitzen die Formeln 169 keine Gültigkeit. Obendrein wird die Spannungsverteilung in diesem Bereich durch den Grad der Steifigkeit der belasteten Platte beeinflußt. Diese Abweichungen sind jedoch belanglos, denn das Bild soll lediglich als Grundlage für die Erörterung der Beziehungen dienen, die zwischen den drei Faktoren: Breite des Laststreifens, Einheitsbelastung q und Spannungsverteilung, bestehen. Diese Beziehungen werden durch örtliche Abweichungen zwischen dem theoretischen und dem wirklichen Spannungsbild nur in geringem Maß beeinflußt.

Nach dem bei der Ableitung der Formeln 166 bis 168 für eine streifenförmige Lastfläche befolgten Verfahren kann man auch die durch eine Last mit anders ge-

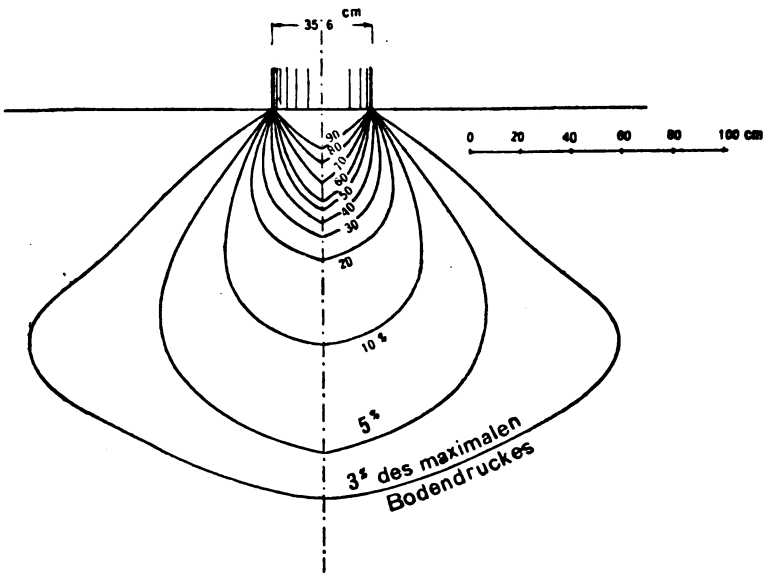


Fig. 42. Nach Eng. Rec., March 13, 1915, p. 330.

staltetem Grundriß hervorgerufene Spannungsverteilung berechnen. Fig. 42 stellt die im Pennsylvania State College auf empirischem Weg ermittelte Verteilung der lotrechten Normalspannungen dar, welche in einer Sandschüttung durch eine Last mit kreisförmigem Grundriß hervorgerufen werden.

b) Die älteren Theorien der Tragfähigkeit. Die älteren Theorien der Tragfähigkeit der Sandschüttungen gingen ebenso wie die klassischen Theorien des passiven Erddruckes gegen Stützmauern von der Voraussetzung aus, daß die Überschreitung der Tragfähigkeit des Baugrundes durch das Auftreten einer ebenen, unter einem Winkel von $45 - \frac{\varphi_1}{2}$ schräg nach aufwärts ziehenden Gleitfläche herbeigeführt werde. Im nachfolgenden bedeuten:

t die Gründungstiefe (Höhendifferenz zwischen der Schüttungsoberfläche und der Grundfläche der Last),

H die Höhe einer Sandschüttung, deren Gewicht pro Flächeneinheit der Tragfähigkeit des belasteten Bodens gleich kommt und

φ_1 den natürlichen Böschungswinkel des Sandes.

Pauker[208]) zerlegte den Untergrund der Lastfläche in ein unterhalb der Lastfläche gelegenes Abrutschprisma und in ein Widerstandsprisma, das sich dem Abgleiten des Abrutschprismas widersetzen soll. Aus den Bedingungen, unter denen sich die beiden Prismen gegenseitig eben noch im Gleichgewicht erhalten, ergab sich

$$t = H \operatorname{tg}^4\left(45 - \frac{\varphi_1}{2}\right). \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (170)$$

Jankowsky verbesserte Paukers Formel, indem er die gebrochene Begrenzungsfläche des Widerstandskörpers durch eine ebene ersetzte und kam zu dem Ausdruck

$$t = \frac{H}{2} \operatorname{tg}^4\left(45 - \frac{\varphi_1}{2}\right) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (171)$$

Widerstandsprisma und Abrutschprisma sind nach dem Paukerschen Schema durch eine vertikale Fläche voneinander getrennt. Die an der Trennungsfläche wirksame Flächenreibung wurde bei der Ableitung der Formeln 170 und 171 nicht berücksichtigt. Infolge der bedeutenden Abweichungen zwischen den berechneten und den gemessenen Werten der Tragfähigkeit sah sich Jankowsky veranlaßt, diesen Reibungswiderstand als weiteren Faktor in die Rechnung einzuführen und erhielt nach diesem Verfahren

$$H = 2\,t \frac{\operatorname{tg}^2\left(\frac{45 + \varphi_1}{2}\right)}{\operatorname{tg}^2\left(\frac{45 - \varphi_1}{2}\right)} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (172)$$

Rankine leitete aus seiner Theorie des Gleichgewichtes des lockeren Erdkörpers die Formel

$$t = H \left(\frac{1 - \sin \varphi_1}{1 + \sin \varphi_1}\right)^2 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (173)$$

ab. Die Verfasser sämtlicher Formeln nahmen an, daß der Winkel φ_1 (Winkel des inneren Gleitwiderstandes, 9. Abschnitt, *e*) mit dem natürlichen Böschungswinkel identisch und infolgedessen von der Dichte der Lagerung des Sandes unabhängig sei. Falls diese Annahme der Wirklichkeit entspräche, so müßte auch die Tragfähigkeit des Sandes von der Dichte der Lagerung unabhängig sein. Die Erfahrung lehrt jedoch, daß sowohl die Größe des Gleitwinkels als auch die Tragfähigkeit mit zunehmender Dichte des Sandes zunimmt. Nach Abschnitt 22 *d* kommt der Wert des Gleitwinkels bloß für sehr locker gelagerte Sande jenem des natürlichen Böschungswinkel gleich. Bei dichter Lagerung des Sandes kann er nach Tabelle 33 Werte bis zu 54° annehmen. Setzt man in den Formeln 170 bis 173 für φ_1 die Werte 35° und 54° ein, so gehen diese Formeln in die in Tabelle 38 mitgeteilten Ausdrücke über. Sämtliche Formeln liefern für $t = 0$ den Wert $H = 0$. Obendrein sollte diesen Formeln zufolge die zur Erzielung einer bestimmten Tragfähigkeit erforderliche Gründungstiefe und mit ihr auch die Tragfähigkeit des Sandes von den Abmessungen der Lastfläche unabhängig sein.

Im Gegensatz dazu hat schon Hagen im 1. Teil seines „Wasserbaues" die Vermutung ausgesprochen, daß die Tragfähigkeit des Sandes in höherem Maß zunehme als die Größe der belasteten Fläche, ohne jedoch seine Behauptung durch Theorie oder Versuch zu begründen. 1882 veröffentlichte Schwedler[209]) eine auf theoretischem Weg abgeleitete Formel für die Grenzbelastung q pro Flächeneinheit eines unendlich langen Laststreifens mit der Breite $2\,b$. Setzt man

---

[208]) Nach V. J. Kjurdümoff, Zur Frage des Widerstandes der Gründungen auf natürlichem Boden. Der Zivilingenieur, 1892, p. 292.

[209]) On Iron permanent way. Min. of Proc. Inst. of Civil Engineers, 1882, und Beiträge zur Theorie des Eisenbahnoberbaues, Z. f. Bauw., 1889.

$$\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi_1}{2} = \alpha \text{ (im Bogenmaß ausgedrückt),}$$

so gilt nach Schwedler

$$q = \frac{2b\gamma}{8} \cdot \frac{e^{3\alpha \operatorname{tg} \varphi_1}}{\sin^3 \alpha} \cdot \frac{e^{3\frac{\pi}{2} \operatorname{tg} \varphi_1} + e^{-3\frac{\pi}{2} \operatorname{tg} \varphi_1}}{3 \operatorname{tg} \varphi_1 + \frac{1}{3} \operatorname{tg} \varphi_1} + \frac{3t\gamma}{8} \cdot \frac{e^{2\left(\frac{\pi}{2} + \alpha\right) \operatorname{tg} \varphi_1}}{\sin^2 \alpha}.$$

Führt man in dieser Formel an Stelle der Einheitsbelastung p die Höhe H der äquivalenten Sandschüttung ein, so geht sie über in

$$H = b \frac{e^{3\alpha \operatorname{tg} \varphi_1}}{4 \sin^3 \alpha} \cdot \frac{e^{3\frac{\pi}{2} \operatorname{tg} \varphi_1} + e^{-3\frac{\pi}{2} \operatorname{tg} \varphi_1}}{3 \operatorname{tg} \varphi_1 + \frac{1}{3} \operatorname{tg} \varphi_1} + 3t \frac{e^{2\left(\frac{\pi}{2} + \alpha\right) \operatorname{tg} \varphi_1}}{8 \sin^2 \alpha} \quad \ldots (174)$$

Für $\varphi_1 = 35^0$ und 54^0 liefert die Formel 174 die in Tabelle 38 (letzte Zeile) mitgeteilten Ausdrücke. Nach der Schwedlerschen Formel sollte die Tragfähigkeit der Sandschüttung in geradem Verhältnis mit der Gründungstiefe wachsen. In Wirklichkeit nimmt sie wesentlich rascher zu (siehe Fig. 43 *e*).

Im Jahre 1892 hatte Kjurdümoff[210]) darauf hingewiesen, daß sich die Richtung der größten Hauptspannung im Untergrund einer Belastungsfläche stetig mit dem Ort ändere und daß die Gleitung nicht wie in der Hinterfüllung einer nachgebenden

Tabelle 38.

Autor	Formel[211])	$\varphi = 35^0$	$\varphi = 54^0$
Pauker	$t = H \operatorname{tg}^4\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right)$ . . (170)	$H = 13{\cdot}6\,t$	$H = 89{\cdot}5\,t$
Jankowsky	$t = \frac{H}{2} \operatorname{tg}^4\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right)$ . . (171)	$H = 27{\cdot}2\,t$	$H = 179{\cdot}0\,t$
Jankowsky	$t = \frac{H}{2} \frac{\operatorname{tg}^2\left(\frac{45 - \varphi}{2}\right)}{\operatorname{tg}^2\left(\frac{45 + \varphi}{2}\right)}$ . . (172)	$H = 46\,t$	Für $\varphi = 45^0$ $H = \infty$
Rankine	$t = H\left(\frac{1 - \sin \varphi}{1 + \sin \varphi}\right)^2$ . . . (173)	$H = 13{\cdot}6\,t$	$H = 89{\cdot}5\,t$
Schwedler	Formel (174)	$H = 80b\left(1 + 0{\cdot}172\,\frac{t}{b}\right)$	$H = 4360b\left(1 + 0{\cdot}162\,\frac{t}{b}\right)$
Terzaghi	Formel (179)	$H = 15{\cdot}9b\left[1 + \frac{t}{b} + 0{\cdot}113\left(\frac{t}{b}\right)^2\right]$	$H = 153b\left[1 + \frac{t}{b} + 0{\cdot}105\left(\frac{t}{b}\right)^2\right]$

[210]) Nach V. J. Kjurdümoff, Zur Frage des Widerstandes der Gründungen auf natürlichem Boden. Der Zivilingenieur, 1892, p. 292.

[211]) t = Gründungstiefe und H = Dicke einer Sandschicht, deren Gewicht pro Flächeneinheit der Grenzbelastung gleichkommt.

Stützmauer nach einer ebenen, sondern nach gekrümmten Gleitflächen erfolge. Kjurdümoff veröffentlichte auch photographische Zeitaufnahmen, welche die Krummlinigkeit der Bahnen der unter der Lastfläche gelegenen Bodenkörner erkennen lassen.

Strohschneider[212]) hat einen Versuch unternommen, das Problem der Tragfähigkeit einer Sandschüttung auf Grund der Formeln von Boussinesq (Seite 223) und der Rankineschen Erddrucktheorie zu behandeln. Seine Untersuchungen führten zu der Schlußfolgerung, daß die Form des von der Gleichgewichtsstörung betroffenen Abschnittes der Sandmasse von der Ziffer ζ des Seitendruckes abhänge, der in der Sandmasse vor Aufbringung der Belastung geherrscht hat. Falls dieser Seitendruck dem aktiven Erddruck (d. h. dem Erddruck, bei dem nach Abschnitt 22 *d* die erste Gleitung auftritt) gleichkommt, so soll er sich bei endlichem, mit der Tiefe zunehmendem Querschnitt bis in unendliche Tiefe erstrecken. Entspricht hingegen der Seitendruck dem Größtwert des passiven Erddruckes, so erstrecke sich der gestörte Raum bei endlicher, mit der Entfernung von der Lastfläche zunehmender Tiefe bis in eine unendliche Entfernung. Im Grenzfall (Seitendruck gleich Bodendruck, $\zeta = 1$) sollte sich die Gleichgewichtsstörung auf einen halbkugelförmig begrenzten Raum beschränken. Die vom Verfasser zur Bestimmung der Ziffer ζ_0 für eine an seitlicher Ausdehnung behinderte Sandschüttung vorgenommenen Versuche (22. Abschnitt, *c*) haben jedoch gezeigt, daß der Wert dieser Ziffer nur in geringem Maß von der relativen Dichte des Sandes abhängt und sich im Mittel auf 0·42 beläuft, wogegen die von Kjurdümoff und von Strohschneider veröffentlichten Bewegungsbilder (schematisch dargestellt in Fig. 46) erkennen lassen, daß die Art der Sandbewegung und mit ihr auch die Form des von der Gleichgewichtsstörung betroffenen Abschnittes im locker gelagerten Sand (*a*) ganz anders ist als im dichten (*b*).

Die Ursache des Fehlschlagens des Strohschneiderschen Berechnungsversuches liegt in dem Umstand, daß Strohschneider in seiner Theorie der Drucküberschreitung notgedrungen nicht bloß die für den örtlich belasteten Sand charakteristischen Abweichungen vom Boussinesqschen Gesetz der Spannungsverteilung, sondern auch den gewaltigen Unterschied vernachlässigt hat, der zwischen der relativen Verdichtungsfähigkeit lockerer und festgepackter Sande besteht. Im verdichtungsfähigen, lockeren Sand lassen sich die Körner nach unten pressen, im dichtgelagerten können sie bloß nach außen und oben entweichen und die Spannungsverteilung weicht infolgedessen in den beiden Grenzfällen in sehr verschiedener Weise vom theoretischen Spannungsbild ab.

Noch viel krasser tritt die Wirkung der Nichtbeachtung des Einflusses der relativen Dichte auf die Spannungsverteilung an den Ergebnissen der älteren, in diesem Abschnitt aufgezählten Theorien der Tragfähigkeit des Sandes hervor. Die Schlußfolgerung, daß die Tragfähigkeit des Sandes bei einer Gründungstiefe Null gleich Null sei, steht mit der Erfahrung in offenkundigem Widerspruch. Um daher zu einer den Tatsachen angemessenen Vorstellung vom Wesen der Tragfähigkeit zu gelangen, muß man sowohl den Grad der Beweglichkeit der Sandkörner (die relative Dichte) als auch die durch Belastung hervorgerufenen Formänderungen des Untergrundes (Setzungen) in Betracht ziehen. Daß man bei der Berücksichtigung dieser Faktoren der Forderung nach mathematischer Strenge nicht mehr genügen kann, versteht sich von selbst.

c) Kritische Gründungstiefe, Grenzbelastung und Bettungsziffer. In Fig. 43 *a* und *b* stellen die voll ausgezogenen Linien die Beziehungen dar, welche zwischen der Einheitsbelastung und der zugehörigen Einsenkung einer belasteten, kreisrunden Platte mit einem Durchmesser von 3·91 *cm* bestehen. Als Schüttungsmaterial wurde bei den Versuchen ein mittelkörniger, gesiebter Flußsand mit eckigen, rauhen Körnern benützt (Korngröße 0·36 bis 0·50 *mm*, trocken eingerüttelt, Poren-

[212]) Elastische Druckverteilung und Drucküberschreitung in Schüttungen. Sitzungsbericht der kais. Akademie der Wiss. in Wien. Mathem.-naturw. Klasse; Bd. CXXI. Abt. II *a*, Februar 1912.

ziffer im Mittel 0·613, relative Dichte 0·9). Die Gründungstiefe t belief sich auf das 0, bzw. 2·55-, 5·10- und 8·00-fache des Halbmessers r der Lastfläche.

Bei Gründungstiefen von $t = 0$ bis $t = 2{\cdot}55\,r$ führte die Steigerung der Belastung schließlich zu einer ruckartigen Senkung der Last um einen Betrag von mehr als einem Zentimeter, wobei sich die Sandoberfläche rings um die Last ein wenig aufwölbte. Steigert man die Belastung des Gründungskörpers noch weiterhin, wie dies Strohschneider[213]) bei einigen seiner Versuche getan hat, so gehen auch die nachfolgenden Setzungen ruckartig vor sich (Fig. 43 links unten, abgetreppte Kurve C_3'). Die ruckartige Lastsenkung ist ebenso wie das ruckartige Ausweichen einer nachgiebigen Stützwand (Fig. 34) als Begleiterscheinung einer Gleitflächenbildung auf-

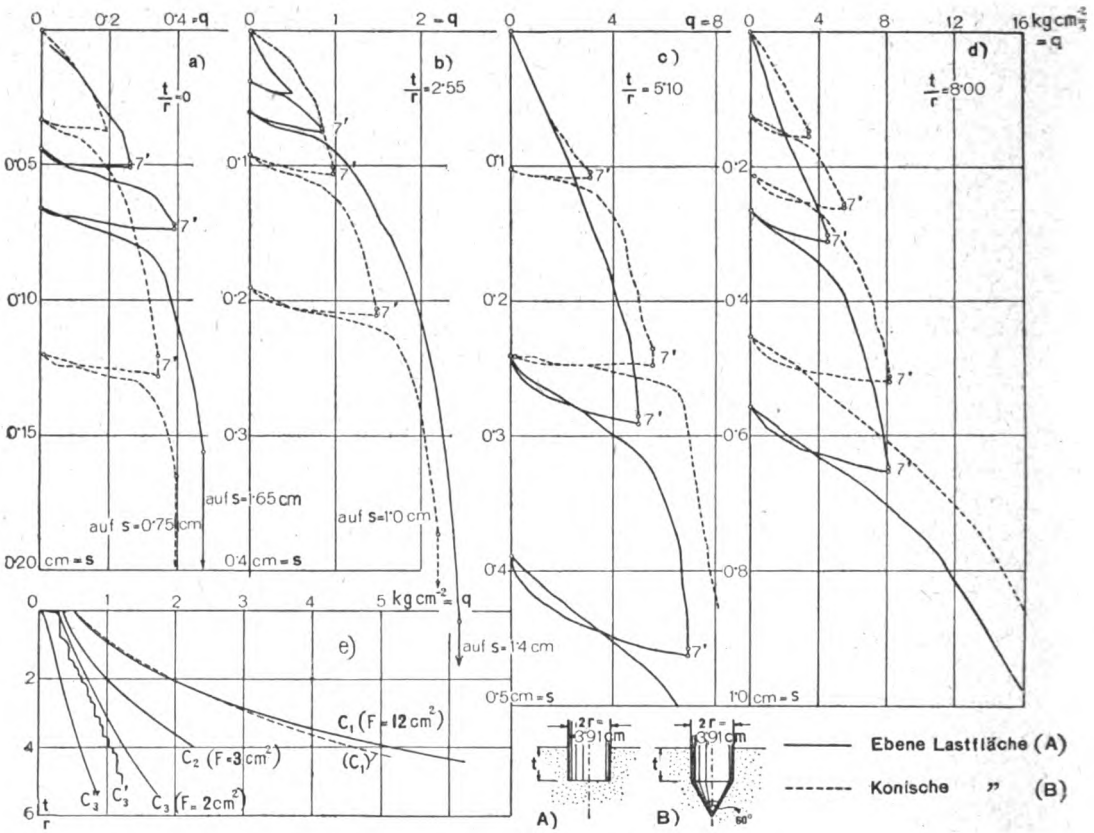


Fig. 43.

zufassen. Bei einer Gründungstiefe von mehr als 10 *cm* unterblieb die ruckartige Senkung des Gründungskörpers Fig. 43. In äußerst locker gelagertem Sand trat sie auch bei einer Gründungstiefe von Null nicht auf.

Ruckartige und kontinuierliche Setzung stellen zwei grundsätzlich verschiedene Typen der Überschreitung des Grenzwertes der Tragfähigkeit des Bodens dar. Bei der ersten Type führt die Steigerung der Belastung zur Bildung von Gleitflächen, nach welchen der Boden schräg nach außen und obenhin ausweicht. Dieser Vorgang soll demnach als Bodenverdrängung durch Auftrieb bezeichnet werden. Die Überschreitung des Grenzwertes ist gewissermaßen von einer Rißbildung im

[213]) Elastische Druckverteilung und Drucküberschreitung in Schüttungen. Sitzungsbericht der kais. Akademie der Wiss. in Wien. Mathem.-naturw. Klasse; Bd. CXXI. Abt. II*a*, Februar 1912.

Boden begleitet. Bei der zweiten Type erfolgt die Bodenverdrängung durch stetige Umlagerung der von der Spannungserhöhung betroffenen Bodenmassen. Sie werde als Bodenverdrängung durch Verdichtung bezeichnet. Mit zunehmender Gründungstiefe geht die erste Type allmählich in die zweite über und die Tiefe, in welcher der Übergang stattfindet, sei in der Folge als kritische Gründungstiefe (t_{krit}) bezeichnet.

Die physikalische Bedeutung der kritischen Gründungstiefe wird im Absatz *d* dieses Abschnittes erläutert und das theoretische Verfahren für die Einschätzung ihres Wertes findet sich im 25. Abschnitt, *b*. Die Faktoren, von denen der Wert der Tragfähigkeit bei Bodenverdrängung durch Auftrieb bzw. durch Verdichtung abhängt, sind voneinander so verschieden, daß die Tragfähigkeit für die beiden Fälle ebensowenig durch Formeln von ähnlichem Bau festgelegt werden kann, wie der auf eine nachgebende Bodenklappe wirkende Minimaldruck für locker bzw. für dicht gelagerten Sand. Nachdem es sich in diesem Abschnitt lediglich um eine Untersuchung der Tragfähigkeit des Bodens bei Flachgründung handelt, wird im folgenden stillschweigend vorausgesetzt, daß die Gründungstiefe stets kleiner sei als t_{krit}. Das ist bei den in der Praxis der Flachgründungen gebräuchlichen Gründungstiefen auch zumeist der Fall.

Infolge der Mannigfaltigkeit der Erscheinungen, in denen sich die Überschreitung der Tragfähigkeit des Bodens äußert, entspricht auch dem Wort „Tragfähigkeit" im technischen Sprachgebrauch keineswegs ein klar definierter Inhalt. Manche Ingenieure beziehen das Wort „Tragfähigkeit" auf die zulässige Bodenbeanspruchung und andere auf die Maximalbelastung, welche der Boden eben noch ertragen kann. Aber auch die Begriffe der Maximalbelastung und der zulässigen Bodenbeanspruchung stehen nicht fest, denn die Überschreitung der ersteren äußert sich je nach der Art der Bodenverdrängung in sehr verschiedener Weise und die Wahl des Kriteriums für letztere ist in hohem Maß dem Gutdünken des begutachtenden Ingenieurs anheimgestellt. Um die Möglichkeit von Mißverständnissen auszuschließen, hält es der Verfasser für notwendig, die Tragfähigkeit des Bodens durch drei voneinander unabhängige Ziffern zu kennzeichnen: Die Grenzbelastung, die Proportionalitätsgrenze und die Bettungsziffer. Die Bedeutung dieser drei Ziffern kommt am klarsten in den Setzungsdiagrammen zum Ausdruck. Sie soll daher erst nach erfolgter Erörterung der Beziehung erläutert werden, welche zwischen der Größe der Last und der Größe der zugehörigen Einsenkung besteht.

Vergleicht man die Last-Senkungsdiagramme Fig. 43*a* bis *d* und Fig. 44*a* mit den Diagrammen Fig. 11 und Fig. 15, so erkennt man, daß die im Sand unterhalb der Lastfläche auftretenden Formänderungen ein Mittelding zwischen Zusammendrückung bei verhinderter Seitenausdehnung (Fig. 15) und jener bei unbehinderter Seitenausdehnung (Fig. 11) darstellen. Bei mäßigen Belastungen überwiegt die erstere, bei hohen Belastungen die letztere. Infolgedessen weist der Hauptast bei mittleren Belastungen einen Wendepunkt auf. Die Hysteresis-Schleifen bestehen in den Setzungsdiagrammen der dicht gelagerten Böden aus geraden Strecken mit hakenartig nach oben gebogenen Enden und die Diagramme dieser Böden stellen in abgeschwächtem Maß den in Fig. 20 zum Ausdruck gebrachten Vorgang (unvermittelten Übergang von Belastung bei verhinderter zur Belastung bei unbehinderter Seitenausdehnung) dar. Die Verwandtschaft zwischen den durch Schraffierung hervorgehobenen Hysteresis-Schleifen der Figuren 20 und 44 *a* ist unverkennbar. In den Setzungsdiagrammen für locker gelagerten Sand (Fig. 45, Schaulinie *L*) sind hingegen die Hysteresis-Schleifen beinahe geradlinig, woraus man erkennt, daß der Widerstand gegen seitliche Ausdehnung des direkt belasteten Bodenteiles im locker gelagerten Sand geringfügig ist. Die bei konstanter Belastung erfolgende zeitliche Zunahme der Setzungen ist sowohl für den dichten als auch für den locker gelagerten Sand auffallend unbedeutend (vgl. die Zunahme der Zusammendrückung des Sandes bei konstanter Belastung und vollkommen verhinderter seitlicher Ausdehnung, Fig. 16,

mit jener bei örtlicher Belastung, Fig. 43). Die in wagrechtem Sinn erfolgende Streckung des Sandes scheint die Intensität der unausgeglichenen Reibungsspannungen stark herabzumindern.

Für mäßige Belastungen läßt sich der Hauptast des Last-Senkungsdiagrammes

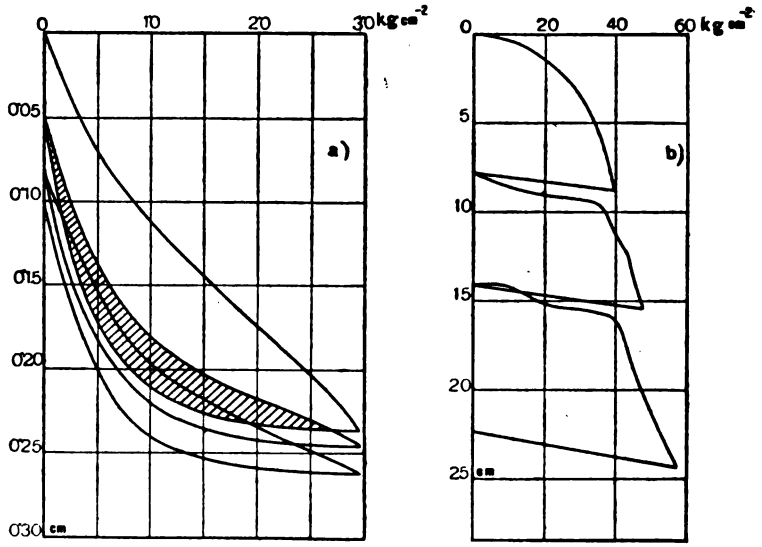


Fig. 44.

a) Toniger Lehm mit 15% Wassergehalt, U. S. Arsenal, Pittsburgh. Nach Pap. a. Disc., Am. Soc., August 1920.

b) W. Potter Building, 89% Sand und 11% Ton, Lastfläche $F = 1000\,cm^2$ (J. F. Greathead, Public Service Commission). Nach Eng. News-Rec., Dec. 30 1920, S. 1268.

mit hinreichender Genauigkeit durch eine Tangente ersetzen. Durch die Lage dieser Tangente ist die Bettungsziffer der Schüttung festgelegt. Als Bettungsziffer c bezeichnet man in der Theorie des Eisenbahnoberbaues und in der Theorie der Schwellengründung auf nachgiebigem Boden den Quotienten aus der Belastung q (in $kg\,cm^{-2}$) des Bodens und der zugehörigen Senkung s (in cm) des belasteten Oberflächenteiles[214]). Es gilt mithin

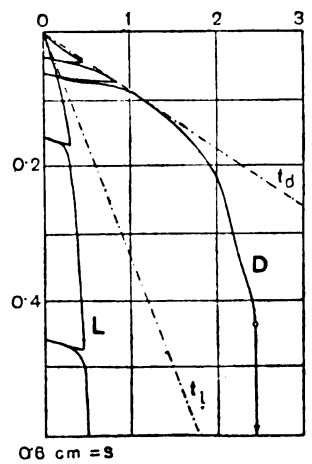


Fig. 45.

$$q = c\,s \quad \ldots\ldots\ldots \quad (175)$$

Nachdem sich die oben erwähnte Tangente in der Nachbarschaft des Koordinatenanfangspunktes mit dem Hauptast der Schaulinie der Setzungen nahezu deckt, kann die Bettungsziffer für mäßige Belastungen mit hinreichender Annäherung an die Wahrheit als konstant bezeichnet werden. Bei höheren Belastungen nimmt sie mit zunehmender Belastung rasch ab und wird bei einer Belastung q_{0g} (Gründungstiefe Null), bzw. q_{tg} (Gründungstiefe t) entweder vorübergehend gleich 0 (Bodenverdrängung durch Auftrieb) oder sehr klein (Bodenverdrängung durch Verdichtung). Die Belastung q_{0g} bzw. q_{tg} sei als Grenzbelastung bezeichnet. Die Proportionalitätsgrenze q_{0p} bzw. q_{tp} entspricht der Belastung, bei welcher der Wert der Bettungsziffer merklich abzunehmen beginnt. Ihr Wert beläuft sich

[214]) Siehe z. B. Föppl, Technische Mechanik, III. Bd., Festigkeitslehre.

bei kreisrunder Lastfläche für dicht gelagerte Sande auf etwa 0·5 q_{cg} bzw. 0·5 q_{tg}. Für locker gelagerte Sande liegt er wesentlich tiefer. (Vgl. Fig. 45, Schaulinie D der Setzungen einer kreisrunden Lastfläche für dicht und Schaulinie L jener für locker gelagerten Sand.) Die zulässige Bodenbeanspruchung q_{zul} muß von Fall zu Fall auf dem Weg der Vereinbarung mit Rücksicht auf den Maximalwert der Setzung festgelegt werden, den man zuzulassen gedenkt. Je nach dem Wert der Bettungsziffer und der Art des zu unterstützenden Bauwerkes wählt man $q_{zul} \leqq q_{cp}$ bzw. q_{tp}, keinesfalls aber größer als q_0 bzw. q_t

Im Jahre 1888 sprach Engesser[215]) anläßlich einer Erörterung der Beanspruchung belasteter, auf nachgiebiger Unterlage ruhender Schwellen die Ansicht aus, daß die Bettungsziffer für ein gegebenes Schüttungsmaterial nicht eine Konstante sei, sondern mit der Schwellenbreite zunehme. Er setzte

$$c = \alpha + \frac{\beta}{b} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (175a)$$

worin b die Schwellenbreite, α und β Konstante bedeuten. Um ferner den Einfluß der Entfernung eines Punktes vom Mittelpunkt einer belasteten Fläche auf die Einsenkung kennen zu lernen, welchen die Fläche in diesem Punkt erfährt, ging Engesser von der Einflußfläche aus, d. h. von der Form, welche eine ursprünglich wagrechte Bodenoberfläche unter dem Einfluß einer punktförmigen Einzellast von der Größe 1 annimmt. Diese Fläche sollte, bei vollkommen homogener und elastischer Beschaffenheit der belasteten Masse, ein Rotations-Hyperboloid darstellen. Infolge der Ungültigkeit des Hookeschen Gesetzes für Böden und infolge der Bildung eines kegelförmigen Tragkörpers weicht die Gestalt der Einflußfläche für Böden von der theoretischen Form ab und Engesser begnügte sich daher mit der Annahme, daß die Einflußfläche muldenförmig sei und mit Bezug auf die ursprüngliche (ebene und wagrechte) Oberfläche der Schüttung durchwegs negative Ordinaten habe. Soferne diese Annahmen zutreffen, sollten sich nach Engesser die in der Mitte einer gleichförmig belasteten Fläche gelegenen Punkte tiefer senken als die Punkte des Randes. Die Setzung der Ränder von Lastflächen, welche wesentlich größer sind als die Fläche, innerhalb welcher eine Einzellast 1 merkliche Einsenkungen erzeugt, beliefe sich bloß auf die Hälfte der Setzung der Flächenmitte. Um die Gleichmäßigkeit der Setzung eines Bauwerkes zu gewährleisten, müßte man daher die Ränder der verbauten Fläche stärker belasten als die mittleren Teile derselben. Für die Senkung des Mittelpunktes eines schmalen, langgestreckten Rechteckes sollte sich bei gleichmäßig verteilter Belastung das vierfache des Senkungsbetrages der Streifenenden ergeben.

Unter den aufgezählten Voraussetzungen sollte der auf den Rand einer starren, gleichmäßig belasteten Platte wirkende Gegendruck des Bodens größer sein als der Druck des Bodens auf die Plattenmitte. Im Gegensatz dazu sah sich das Am. Found. Comm. durch die Ergebnisse der Arbeiten Engers[216]) veranlaßt, für die auf die Unterseite einer kreisrunden, gleichförmig belasteten Platte wirkende Bodenreaktion eine parabolische Druckverteilung anzunehmen (Druck 0 am Rand und Maximaldruck unter der Plattenmitte). Trotzdem der Verfasser geneigt ist, sich der Ansicht Engessers anzuschließen, muß er zugeben, daß die Theorie, auf welche sich diese Ansicht stützt, nicht ganz einwandfrei ist, denn das Prinzip der Einflußflächen läßt sich bloß für die Berechnung der Beziehung zwischen Spannung und Formänderung von solchen Körpern verwenden, für die das Superpositionsgesetz gilt und die Gültigkeit des letzteren ist an die Gültigkeit des Hookeschen Gesetzes geknüpft.

Über den Absolutwert der Setzungen gibt uns die Theorie überhaupt keinen Aufschluß und man ist daher bei der Vorhersage der Setzungen eines geplanten Bauwerkes

---

[215]) Zur Theorie des Baugrundes. Zentralblatt der Bauverwaltung, 1893, S. 306.

[216]) Enger, Engineering, Vol. 73 (1916), S. 106–108 u. Pap. a. Disc., Am. Soc., January 21st 1920, p. 935.

ganz auf die Ergebnisse der Modellversuche und der Probebelastungen angewiesen. Um den Schluß vom Versuchsergebnis auf den zu behandelnden Belastungsfall zu bewerkstelligen, greife man auf das Spannungsbild Fig. 41 *b* zurück. Auf Grund dieses Bildes lassen sich die Hauptspannungen für jeden Punkt der belasteten Masse mit Hilfe der Formeln 166 bis 168, 126 und 127 (Absatz *a*) berechnen.

Im Nachfolgenden sollen zwei Spannungsbilder als ähnlich bezeichnet werden, wenn man das eine Bild durch bloße Änderung des Maßstabes in das andere verwandeln kann. Das Spannungsbild Fig. 41 *b* stellt den von der Last herrührenden Teil der Spannungen dar, welche im Untergrund eines belasteten Streifens auftreten. Vergrößert man das Spannungsbild, indem man lediglich die Streifenbreite und mit ihr auch den Längenmaßstab ver-n-facht, so ver-n-facht man die Koordinaten der Mittelpunkte der Spannungsellipsen, ohne die Länge der Durchmesser der Ellipsen zu vergrößern. Nun sind die vom Eigengewicht der Schüttung herrührenden Teilspannungen p und h in einer Tiefe von nz n-mal so groß als in einer Tiefe z. Infolgedessen ist das Spannungsbild, das sich nach erfolgter Vergrößerung der Streifenbreite aus der Zusammensetzung der koordinierten Spannungspaare $\sigma_I - \sigma_{II}$ und $p - h$ ergibt, dem Original nicht mehr ähnlich. Um die Ähnlichkeit herzustellen, muß man auch die Spannungen σ_I und σ_{II} für jeden Punkt im Maßstab $n:1$ vergrößern, indem man die Einheitsbelastung des Streifens ver-n-facht. Die Gültigkeit dieser Betrachtungsweise wird durch die im Absatz *a* aufgezählten Unterschiede zwischen dem theoretischen und dem wirklichen Spannungsbild nicht aufgehoben.

Dehnt man die Betrachtung auch auf die unter Lastflächen mit gedrungenem Grundriß herrschenden Spannungszustände aus und berücksichtigt obendrein den am Ende des Absatzes *a* erörterten Einfluß der Gründungstiefe auf den Spannungszustand, so kommt man zu folgenden Schlüssen:

Die im Untergrund verschieden breiter, gleichförmig belasteter Streifen auftretenden Spannungszustände sind einander ähnlich, falls sich sowohl die Einheitsbelastungen als auch die Gründungstiefen zueinander ebenso verhalten wie die Streifenbreiten. Bei gedrungener Form der Lastfläche müssen die Gründungstiefen, bzw. die Einheitsbelastungen zueinander in demselben Verhältnis stehen, wie die Quadratwurzeln aus den Flächeninhalten der belasteten Flächen. Diese Sätze gelten selbstverständlich nur unter der Voraussetzung, daß die Gründungstiefen in allen Fällen kleiner sind als t_{krit} und daß die Schüttungen die gleiche relative Dichte haben, denn bei höheren Belastungen sind die Spannungsbilder sogar in identischen Belastungsfällen je nach der relativen Dichte des belasteten Grundes sehr verschieden.

Nach Abschnitt 23 *c* sind die Festigkeitsgrenzen (Fließ- oder Zerrgrenze, sowie die Gleitgrenze) des Bodens durch die ihnen entsprechenden Werte ζ_{II}, bzw. ζ_I des Quotienten ζ aus den beiden Hauptspannungen festgelegt. Die Werte ζ_{II} und ζ_I stellen physikalische Größen dar, deren Werte von den Absolutwerten der Hauptspannungen unabhängig sind. Wenn ein Spannungsbild die Grenze eines Gleichgewichtszustandes kennzeichnet, so kennzeichnet es diese Grenze auch nach erfolgter Änderung des Spannungsmaßstabes. Man kann daher ohneweiters aus den oben aufgezählten Bedingungen für die Ähnlichkeit der Spannungsbilder auf die Beziehung schließen, welche zwischen den Abmessungen der belasteten Fläche und der Grenzbelastung für eine Sandschüttung von gegebener Beschaffenheit und gegebener relativer Dichte besteht: Bei streifenförmiger Belastung nimmt die Grenzbelastung in geradem Verhältnis mit der Streifenbreite zu, soferne auch die Gründungstiefe im selben Verhältnis vergrößert wird. Für Lasten mit gedrängtem Grundriß tritt an die Stelle der Streifenbreite die Quadratwurzel aus der Lastfläche. Dieser Sachverhalt kommt bereits in der Schwedlerschen Formel 174 zum Ausdruck und wurde 1912 von Strohschneider[217]) auf experimentellem Weg dargetan.

[217]) Elastische Druckverteilung und Drucküberschreitung in Schüttungen. Sitzungsbericht der kais. Akademie der Wiss. in Wien. Mathem.-naturw. Klasse; Bd. CXXI. Abt. II*a*, Februar 1912.

Bei der Beurteilung des Einflusses, den die Größe der Lastfläche auf die Bettungsziffer hat, muß man von den Festigkeitseigenschaften des Sandes ausgehen. Wenn eine proportionale Vergrößerung der Absolutwerte sämtlicher in einer belasteten Schüttung wirksamen Hauptspannungen keine Formänderung bewirken würde, so verhielten sich die zu ähnlichen Spannungsbildern gehörigen Setzungsbeträge ebenso wie die Längenmaßstäbe $(1:n)$. In Wirklichkeit findet jedoch eine wenn auch geringfügige Formänderung statt. Wenn sich nämlich in einem gegebenen Punkt einer Sandschüttung beide Hauptspannungen σ_I und σ_{II} im selben Verhältnis ändern (Quotient $\zeta = \frac{\sigma_I}{\sigma_{II}} = \text{konstant}$), so ist die dadurch hervorgerufene Zustandsänderung ihrem Wesen nach mit dem in Fig. 15 dargestellten Vorgang identisch (Zusammendrückung bei vollkommen verhinderter seitlicher Ausdehnung, $\zeta = 0{\cdot}42 = \text{konstant}$) und die Abmessungen eines in diesem Punkt befindlichen Körperelementes erfahren eine Verkleinerung. Da die Hauptäste im Diagramm Fig. 15 nach auswärts gekrümmt sind, so nimmt die Zusammendrückung weniger rasch zu als der Absolutwert der Hauptspannungen.

Infolge der eben geschilderten Wirkung einer proportionalen Vergrößerung der Hauptspannungen verhalten sich die zu ähnlichen Spannungsbildern gehörigen Setzungsbeträge nicht wie $1:n$, sondern wie $1:n^{1+x}$, d. h. die zu ihnen gehörigen Dehnungsbilder sind einander nicht ganz ähnlich und die aus der Ähnlichkeit der Spannungsbilder abgeleiteten Beziehungen stimmen nicht vollkommen, sondern nur angenähert mit den in Wirklichkeit bestehenden Beziehungen überein. Der Wert von x ist größer als Null; er muß aber auch wesentlich kleiner sein als die Einheit, denn der größte Teil der Setzung, welche ein Gründungskörper erleidet, rührt nicht von der Zunahme der Dichte des unterhalb seiner Basis befindlichen Sandkernes, sondern von der in wagrechtem Sinn erfolgenden Streckung her, welche dieser Kern erfährt. Obendrein weisen die Hauptäste in Fig. 15 im Druckintervall 0 bis 10 *kg* pro *cm*² sehr starke Krümmungen auf, ein Umstand, der ebenfalls eine Verminderung des Wertes von x bewirkt. In der Tat lassen die bisher vorliegenden Beobachtungsergebnisse (Tabelle 39) vermuten, daß die Abnahme, welche die Bettungsziffer mit zunehmendem Durchmesser der Lastfläche erfahren sollte, praktisch vernachlässigt werden kann, d. h. $x = 0$. Es sei insbesondere darauf hingewiesen, daß die Modellversuche mit Lastflächen von 1 bis 10 *cm*² (Strohschneider) Bettungsziffern von derselben Größenordnung lieferten, wie die Probebelastungen mit Lastflächen von 3820 und 6250 *cm*². Die auffallenderen Abweichungen von der Regel (z. B. die Beobachtungen Goldmanns) erklären sich zwanglos aus dem Umstand, daß der Hauptast der Setzungsdiagramme zuweilen einen ausgesprochenen Wendepunkt aufweist (Fig. 43*b* und Fig. 44*a*), wogegen bei der Ableitung der Beziehungen zwischen der Bettungsziffer und der Einheitsbelastung für mäßige Drücke ($q <$ Proportionalitätsgrenze q_{0p}) ein geradliniger Verlauf des Hauptastes vorausgesetzt wurde. Die Strohschneiderschen Versuchsergebnisse stellen übrigens eine Abweichung von der Regel in entgegengesetztem Sinn dar.

Die zu ähnlichen Spannungsbildern gehörigen Einheitsbelastungen verhalten sich wie die Längenmaßstäbe $(1:n)$. Nach Formel 175 geben die Bettungsziffern (c_{01} bzw. c_{0n}) den reziproken Wert der durch eine Belastung 1 bewirkten Setzungen an. Nachdem sich die den Spannungsbildern entsprechenden Setzungsbeträge wie $1:n^{1+x}$ verhalten, so besteht zwischen den Ziffern c_{01} und c_{0n} die Beziehung

$$c_{01} : c_{0n} = 1 : \frac{1}{n^x} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (175c)$$

Der Wert des Exponenten x nimmt mit wachsenden Werten von n etwas zu. Er scheint jedoch, wie erwähnt, sehr klein zu sein, so daß man ihn für praktische Zwecke gleich Null setzen kann. Unter dieser Voraussetzung wird $c_{01} = c_{0n} = c$.

Tabelle 39.

Nr.	Beobachter	Material	Lastfläche (cm^2)	Einheitsdruck ($kg\ cm^{-2}$)	Einsenkung s (cm)	Bettungsziffer c_0 ($kg\ cm^{-3}$)
1	Strohschneider[218])	Keine Angabe. In dünnen Lagen gestampft.	1	0·18	0·107	1·68
			5	0·25	0·088	2·84
			7	0·25	0·071	3·52
			10	0·35	0·096	3·64
		Keine Angabe. Locker geschüttet.	2	0—0·05	0—0·067	0·74
2	Solakian[219])	Flußsand gesiebt. Korngröße 0·36—0·50 *mm*. Porenziffer im Mittel 0·613, relative Dichte $D = 0{\cdot}90$. Trocken eingerüttelt.	12	0—0·2	0·0273	7·30
3	Lazarus White[220])	Gewachsener Boden mit 88% Sand, 12% Ton[221]).	3820	2·0	0·6	3·33
			3820	10·0	4·6	2·17
		Dichtgelagerter scharfer Sand bis zu 4·5 *m* Tiefe[222]).	3820	2·0	0·2	10·0
			3820	10·0	0·8	12·5
4	Goldmann[223])	Scharfer Mauersand, in Lagen von 10 *cm* naß gestampft.	1000	2·22	0·333	6·65
			1000	2·45	0·666	3·68
			6250	0·51	0·333	1·53
			6250	0·623	0·440	1·42
		Alter, angeschütteter Sand.	1000	1·74	1·33	1·31
			1000	2·55	2·66	0·96
			1000	2·90	3·99	0·72
		Reiner, gewachsener Sand.	1000	1·74	0·44	3·95
			1000	2·45	1·25	1·96
5	Konrad[224])	Angeschwemmter, nicht genügend festgelagerter Sand. Bis 4·0 *m* Tiefe rein, darunter mit Schlammlassen durchsetzt. Grundwasserspiegel 1·5 *m* unter Terrain.	6000	1	0·5	2·0
6	Pittsburgh, Arsenal[225])	Gewachsener Boden (Sandiger Lehm mit 16% Wassergehalt.)	?	0·56	0·0763	7·32
				1·46	0·144	10·13
				2·87	0·237	12·1
7	Häntzschel[226])	Kleinschlag, Schlackenbettung.	7500	—	—	5
			6000	—	—	6
		Kiesbettung.	7500	—	—	3
			6000	—	—	4

[218]) Elastische Druckverteilung und Drucküberschreitung in Schüttungen. Wien, Ber., Februar 1912. — [219]) Siehe auch Fig. 43. Die Versuche wurden von Mr. Solakian im Erdbaulaboratorium des Robert College, Konstantinopel, nach den Anweisungen des Verfassers durchgeführt. Noch unveröffentlicht. — [220]) Earth in Foundation considered as an elastic solid. Eng. News-Rec. Dec. 30, 1920, S. 1268 u. f. — [221]) Probebelastung Farmers Loan and Trust Co. New York City. — [222]) Probebelastung 14th Street 10th Avenue, New York City. Oct. 4—14, 1918. [223]) Verschiedene Gründungen und Untersuchungen in betreff deren Tragfähigkeit. Z. f. Bauw. 1863, S. 629. — [224]) Nach einer privaten Mitteilung seitens der Betonpfahl A. G., Wien. Probebelastung für die Fundierung eines Getreide-Silos in Barcz, Ungarn. 1911. — [225]) Pap. a. Disc., Am. Soc., August 1920, S. 937. — [226]) Organ für Fortschr. des Eisenbahnwesens, 1889, Heft 4. Zitiert in Engesser, Zur Theorie des Baugrundes. Zentrbl. der Bauverwaltung 1893, S. 306.

Der Wert von c liegt nach Tabelle 39 für gewachsene Sande (Sand auf natürlicher Lagerstätte) zwischen den Grenzen von etwa 2·0 und 12·5. Diese Ziffern wurden aus den Setzungen von Gründungskörpern mit gedrungenem Grundriß abgeleitet. Die Grenzwerte von c für Lasten mit streifenförmigem Grundriß dürften etwas niedriger sein.

d) Einfluß der relativen Dichte und der Gründungstiefe auf die Tragfähigkeit der Sandschüttungen. Die im Absatz a entwickelte Theorie der Spannungsverteilung im örtlich belasteten Sand liefert keinen Anhaltspunkt für die Berechnung der Tragfähigkeit einer Sandschüttung, weil sie die wichtigste Folgeerscheinung der Belastung, die Bildung des Tragkegels, nicht berücksichtigt. Die Vorgänge, welche im Sand bei einer Steigerung der Belastung von Null auf q_g stattfinden, sind in der Tat so kompliziert, daß sie sich mathematisch wohl kaum einwandfrei zergliedern lassen. Um trotzdem einen Einblick in den Zusammenhang zwischen den einzelnen, im Titel dieses Absatzes genannten Faktoren zu bekommen, empfiehlt es sich, mit der Deutung der im Sand durch die Belastung hervorgerufenen Bewegungserscheinungen zu beginnen.

Belastet man einen örtlich begrenzten Teil der Oberfläche einer Sandschüttung, so bewirkt die Last zunächst eine Ab- und Auswärtsbewegung der unterhalb der Lastfläche gelegenen Körner. Der Flächeninhalt der Lastfläche sei F und die durch eine Zunahme der gleichmäßig verteilten Belastung q um Δq pro Flächeneinheit hervorgerufene Zunahme der Setzung sei Δs. Nun grenze man die unterhalb der Lastfläche befindliche Sandsäule durch eine Zylinderfläche ab, welche den Umfang der Lastfläche zur Leitlinie und die Lotrechte als Erzeugende hat. Bezeichnet man den Rauminhalt der Sandmenge, welche unter dem Einfluß der Zusatzbelastung Δq aus dem Zylinderbereich austritt, mit ΔS, so ist ΔS bei mäßigen Belastungen wesentlich kleiner als $F\,\Delta s$, d. h. die Zunahme der Setzung wird vornehmlich durch die Zusammenpressung der unterhalb der Lastfläche befindlichen Sandmassen hervorgebracht. Die Setzung an sich stellt den Gesamteffekt von Kornbewegungen dar, von denen die meisten und die ausgiebigsten lotrecht nach abwärts gerichtet sind. Daher ähnelt auch der Hauptast der Setzungskurven (z. B. Fig. 43) für mäßige Belastungen dem Hauptast der Druck-Porenzifferdiagramme für Zusammendrückung bei vollkommen verhinderter Seitenausdehnung.

Wenn sich jedoch der Wert von q mit zunehmender Belastung dem Grenzwert q_g nähert, so ändern sich die Verhältnisse. Das Wesen der Grenzbelastung besteht nämlich darin, daß die Lastfläche unter dem Einfluß dieser Belastung gewissermaßen ein Loch in den Boden stanzt. Der Vorgang des Eindringens der Lastfläche kann nur so erklärt werden, daß die Lastfläche den Boden in wagrechtem Sinn aus ihrer lotrechten Bahn drängt. Infolgedessen bewirkt die Zunahme der Belastung im Bereich der Grenzbelastung eine in vorwiegend wagrechtem Sinn verlaufende Kornbewegung und das Kriterium der Grenzbelastung kann durch die Gleichung

$$\Delta S = F\,\Delta s \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (176)$$

ausgedrückt werden.

Bei mäßigen Belastungen ($q < q_g$) bewirkt die Aufbringung einer Zusatzbelastung Δq zunächst eine Zunahme des vom direkt belasteten Sandkern auf die ringförmig ihn umgebende Sandmasse ausgeübten Seitendruckes. Die Fähigkeit des Ringes, dem Seitendruck zu widerstehen, ist jedoch an die Bedingung geknüpft, daß der Seitendruck kleiner sei als das ζ_1'-fache des mittleren, im Ringbereich herrschenden Bodendruckes. Falls dieser Seitendruck den eben erwähnten kritischen Wert übersteigt, bevor noch das Kriterium, Formel 176, für die Grenzbelastung erfüllt worden ist, so bildet sich im Ringbereich eine schräg nach oben und außen gerichtete Gleitfläche (24. Abschnitt, c) und die Last erfährt eine ruckartige Senkung. Das ist bei der Überschreitung der Grenzbelastung dichtgelagerter Sande auch tatsächlich der Fall. Der seitlich gepreßte Boden wird längs der Gleitfläche nach oben gedrängt

(Bodenverdrängung durch Auftrieb) und das Kriterium, Formel 176, wird durch die spontan eintretende Bodenbewegung erfüllt. In äußerst locker gelagertem Sand tritt jedoch $\Delta S = F\,\Delta s$ infolge der bedeutenden Verdichtungsfähigkeit des Sandes bereits ein, bevor noch der mittlere Seitendruck auf das ζ_1'-fache des Bodendruckes gestiegen ist. Die ruckartige Lastsenkung unterbleibt und die Setzung erfolgt kontinuierlich, weil die Bodenverdrängung ohne Gleitflächenbildung stattfinden kann (Bodenverdrängung durch Verdichtung). Der grundsätzliche Unterschied zwischen den beiden Grenzfällen der Drucküberschreitung kommt in der Verschiedenheit der Strohschneiderschen Setzungskurven C_3', Fig. 43 *c*, (für dicht gelagerten Sand) und C_3'' (für locker gelagerten Sand) klar zum Ausdruck. Ebenso sinnfällig ist der Unterschied zwischen den beiden Bildern Fig. 46 *a* und *b*, welche die in den beiden Grenzfällen durch die Belastung hervorgerufenen Bewegungserscheinungen darstellen. In Fig. 46 *a* erkennt man die für Bodenverdrängung durch Verdichtung und in Fig. 46 *b* die für Bodenverdrängung durch Auftrieb charakteristischen Strömungslinien.

Nachdem uns die Theorie keinen Anhaltspunkt für die Beurteilung der im Augenblick der Überschreitung der Grenzbelastung herrschenden Spannungsverteilung liefert, ist man genötigt, den Wert der Grenzbelastung aus einem Schema abzuleiten, das einerseits einfach genug ist, um die rechnerische Behandlung des Problemes zu gestatten, und andererseits das Wesen des zu erforschenden Vorganges charakteristisch zum Ausdruck bringt. Man ersetzt gewissermaßen den wirklichen Vorgang durch einen künstlich vereinfachten, bei welchem man den maßgebenden Faktoren dieselbe

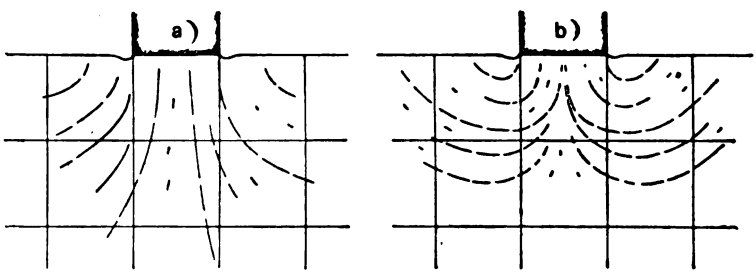


Fig. 46.

Rolle zuweist, welche sie in der Natur spielen. Der künstlich vereinfachte Prozeß sei im folgenden der Vergleichsvorgang, und die vereinfachte Darstellung des zu beschreibenden Zustandes das Schema genannt. Im Sinne dieser Begriffsbestimmung hat der Verfasser bereits im 24. Abschnitt die natürlichen Vorgänge durch Vergleichsvorgänge ersetzt, denn die Bilder, mit deren Hilfe er die Erscheinungen des Minimaldruckes auf Bodenklappen (Schema Fig. 39), der Entstehung der Tragkörper (Schema Fig. 40) und das Schwellen des Tones im Tunnel erläutert hat, sind als Vergleichsvorgänge zu bezeichnen[227]). Die Gleichungen, welche aus dem Vergleichsvorgang abgeleitet werden, sind als Symbole aufzufassen und ihre Aufgabe besteht in erster Linie darin, daß sie die relative Bedeutung der Faktoren, welche den Verlauf des zu beschreibenden Vorganges bestimmen, zum Ausdruck bringen.

Als Grundlage für den Entwurf des Schemas für die Wirkung einer örtlichen Belastung hat der Verfasser die photographischen Bewegungsbilder Fig. 46 gewählt, denn sie stellen die einzigen Dokumente dar, welche uns Aufschluß über die im örtlich

[227]) Selbstverständlich setzt das Entwerfen eines zutreffenden Schemas voraus, daß der Entwerfende nicht bloß mit dem Wesen des darzustellenden Vorganges, sondern auch mit den physikalischen Eigenschaften des vom Vorgang betroffenen Materiales gründlich vertraut ist, denn diese Eigenschaften stellen Faktoren dar, welche den Verlauf des Vorganges maßgebend beeinflussen. Das Studium eines unzutreffenden Vergleichsvorganges führt unfehlbar zu irrigen Schlußfolgerungen.

belasteten Boden stattfindenden Vorgänge geben. Das Wort „Flachgründung" bezieht sich voraussetzungsgemäß auf jene Belastungsfälle, bei denen die Bodenverdrängung lediglich durch Auftrieb erfolgt (Gründungstiefe $t < t_{krit}$). Infolgedessen kommt für die Theorie der Flachgründung bloß das Bewegungsbild Fig. 46*b* in Betracht.

Nach Fig. 46*b* (Bewegungsbild für dichtgelagerten Sand) kann man den Sand, welcher den unterhalb der Lastplatte gelegenen Sandkern umgibt, mit einem Ring vergleichen, der den belasteten Kern an seitlicher Ausdehnung zu verhindern sucht. Aus dem Verlauf der Hauptäste in Fig. 43*a* und Fig. 44*a* wurde geschlossen, daß die Umgrenzung des Kernes bei mäßigen Flächendrücken nahezu unnachgiebig ist. (Hakenförmige Aufwärtskrümmung der Hysteresis-Schleifen.) In dieser ersten Phase der Belastungssteigerung nimmt der wagrechte, gegen die Innenseite des Ringes wirkende Druck zu. Sobald sich der passive Widerstand, welchen der Ring einer seitlichen Ausdehnung des Kernes entgegensetzt, seinem Größtwert nähert, gibt der Ring nach und es folgt die zweite Phase. Nachdem sich der Kern in dieser zweiten Phase seitlich freier ausdehnen kann, strebt auch die Ziffer des Seitendruckes, den der Kern gegen den Ring ausübt, ihrem Grenzwert zu. Die Grenze zwischen der ersten und der zweiten Phase wird durch den Wendepunkt bezeichnet, den der Hauptast des Setzungsdiagrammes aufweist. Die Proportionalitätsgrenze fällt in das Anfangsstadium der zweiten Phase.

Die auffallendste Eigenschaft des in Fig. 46*b* dargestellten Bewegungsvorganges besteht darin, daß die intensivsten Kornbewegungen nicht in der nächsten Nachbarschaft des Lastrandes, sondern in einer Tiefe t_1 auftreten, die ungefähr dem Lastflächenhalbmesser r gleichkommt ($t_1 \doteq r$). In höheren Lagen ist die Bewegungsfreiheit der Sandkörner offenbar durch die an der Unterseite der Lastfläche wirksamen Reibungswiderstände und in tieferen Lagen durch den passiven Widerstand des Bodens eingeschränkt, der den direkt belasteten Sandkern umgibt. Der Wert der Grenzbelastung hängt demnach von der Größe des Widerstandes ab, der in der Tiefe t_1 dem seitlichen Ausweichen des belasteten Kernes entgegenwirkt. Von diesen Tatsachen ausgehend, hat der Verfasser das in Fig. 47 dargestellte Schema für die Wirkung einer örtlichen Belastung des Sandes durch Gründungskörper mit kreisförmigem Grundriß entworfen. Die im Raum *c d e f* befindliche Sandmasse ist durch den Gründungskörper *a b c d* belastet und drückt in wagrechtem Sinn auf die Innenseite des Ringes *c e g i — — d f h k*. Die Auflast *a c i m — b d k n* sucht den Ring an der Ausdehnung in lotrechtem Sinn zu verhindern. Der Querschnitt des Ringes wird als quadratisch vorausgesetzt (siehe die in Fig. 47 eingetragenen Dimensionen) und die Tiefe αr des belasteten Kernes *c d e f* sei dem doppelten Wert der Tiefe t_1 gleichgesetzt, in welcher die intensivsten Bewegungserscheinungen auftreten. Für den Sand beläuft sich t_1, wie erwähnt, etwa auf r, demnach $\alpha \doteq 2$. Da die Grenzbelastung im Sinne unserer Voraussetzung eine Gleitung herbeiführt, so ist der Wert der Grenzbelastung durch die Ziffer ζ_1 des inneren Gleitwiderstandes festgelegt.

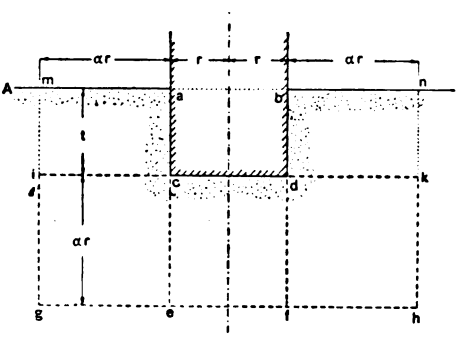


Fig. 47.

Die Untersuchung sei zunächst unter der Voraussetzung durchgeführt, daß sich die Gründungstiefe t auf Null belaufe. Bezeichnen

q die Belastung der Lastfläche pro Flächeneinheit,

γ das spezifische Gewicht des Sandes,

φ_1 den Gleitwinkel (Winkel des inneren Gleitwiderstandes),

$\zeta_1 = \mathrm{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi_1}{2}\right)$ den Wert des Quotienten aus der kleinsten und der größten Hauptspannung für den Augenblick der ersten Gleitung (Formel 131), und q_{0g} die Einheitsbelastung, bei der die erste ruckartige Lastsenkung erfolgt, so beträgt der mittlere, bei der ersten ruckartigen Lastsenkung auf die Innenfläche $c\,e - d\,f$ des Ringes wirkende Seitendruck etwa

$$\zeta_1 (q_{0g} + \gamma r)$$

pro Flächeneinheit.

Bei der Einschätzung der Größe des vom Kern ausgeübten Seitendruckes ist man allerdings im Zweifel, ob man ζ (Ziffer des aktiven Seitendruckes) dem Wert ζ_1 (Ziffer für Gleitung) oder dem Wert ζ_{II} (unterer Grenzwert) gleichsetzen soll. Nachdem es jedoch im Kern wenn auch nicht zu einer typischen Gleitung, so doch zu gleitähnlichen Schiebungen kommt, wurde für ζ in der vorstehenden Formel der Wert ζ_1 eingeführt.

Die Größe des vom Kern ausgeübten Seitendruckes nimmt ungefähr in geradem Verhältnis mit dem reziproken Wert der Entfernung der Angriffsfläche von der Ringachse ab. Infolgedessen beläuft sich der vom Kern im Augenblick der ersten Gleitung ausgeübte Seitendruck innerhalb des Ringes, bei einem Achsabstand von $2\,r$, auf etwa $\frac{1}{2}\zeta_1 (q_{0g} + \gamma r)$. Der Seitendruck, bei dem im Ringbereich die erste Gleitung auftritt, beläuft sich nach Formel 131 auf etwa

$$\gamma r\,\mathrm{tg}^2\left(45 + \frac{\varphi_1}{2}\right) = \gamma r \frac{1}{\mathrm{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi_1}{2}\right)} = \frac{1}{\zeta_1}\gamma r.$$

Die Belastung, bei der sich die Lastfläche ruckartig senkt, ist demnach durch die Beziehung

$$\frac{1}{2}\zeta_1 (q_{0g} + \gamma r) = \frac{1}{\zeta_1}\gamma r$$

festgelegt. Hieraus

$$q_{0g} = \gamma r \left(\frac{2 - \zeta_1^2}{\zeta_1^2}\right)$$

oder, da ζ_1^2 klein ist im Vergleich zu 2,

$$q_{0g} = \frac{2\,\gamma r}{\zeta_1^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (177)$$

Nach Tabelle 33 liegt der Wert von ζ_1 für Sande zwischen den Grenzen 0·106 (relative Dichte $\doteq 1$) und 0·288 (relative Dichte $\doteq 0$). (Siehe auch S. 311.) Das spezifische Gewicht der Sande beträgt bei einem mittleren spezifischen Gewicht der Körner von 2·65 je nach der Dichte der Lagerung 1·72 bis 1·32. Die Belastung, welche bei dichter Lagerung des Sandes die erste, ruckartige Lastsenkung herbeiführt, kann demnach höchstens

$$q_{0g} = \frac{2 \,.\, 1{\cdot}72}{0{\cdot}106^2} \,.\, r = 306\,r \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (177\,a)$$

betragen. Die Proportionalitätsgrenze beläuft sich erfahrungsgemäß auf etwa $0{\cdot}5\,q_{cg}$. Tabelle 40 gestattet den Vergleich zwischen einigen im Versuchsweg für dicht gelagerten Sand ermittelten Werten von q_{cg} und den nach Formel 177 *a* berechneten oberen Grenzwerten dieser Belastung. Für die Tragfähigkeit einer kreisrunden, auf dicht gelagertem Sand ruhenden Fundamentplatte mit einem Durchmesser von 200 *cm* ergibt die Formel 177 *a* einen Wert von $q_{0g} = 30{\cdot}6$ *kg* pro *cm*². Die Proportionalitätsgrenze würde sich auf etwa $q_{0p} = 15{\cdot}3$ *kg* pro *cm*² belaufen.

Für den Grenzfall eines äußerst locker gelagerten Sandes (relative Dichte $\cdot$ 0) ergibt die Formel 177 mit den oben für lockere Sande angegebenen Ziffernwerten

$$q_{0g} = \frac{2\,r \,.\, 1{\cdot}32}{0{\cdot}288^2} = 31{\cdot}8\,r \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (177\,b)$$

Nachdem, wie erwähnt, die Bodenverdrängung im locker gelagerten Sand vorwiegend durch Verdichtung erfolgt, so treffen die Voraussetzungen, von denen bei der Ableitung der Formel 177 ausgegangen wurde, nicht zu. Obendrein stabilisiert sich das Gefüge des locker gelagerten Sandes unter dem Einfluß der Last innerhalb gewisser Grenzen (siehe S. 246), ein Umstand, der in der Formel 177 *b* ebenfalls keine Berücksichtigung findet. Nachdem jedoch die durch mäßige Belastung herbeigeführte Zunahme der relativen Dichte geringfügig ist (siehe S. 11), beläuft sich die Grenzbelastung q_{0g} des locker gelagerten Sandes trotz der im Laufe der Belastungssteigerung auftretenden Zunahme des Verdrängungswiderstandes nur auf einen kleinen Bruchteil des Wertes von q_{0g} für dicht gelagerten Sand. Damit erklärt sich der allgemein bekannte, gewaltige Unterschied zwischen der Tragfähigkeit lockerer und dicht gelagerter Sande, über dessen Ursachen die älteren Theorien der Tragfähigkeit (Absatz *b*) keine Rechenschaft geben

Tabelle 40.

Material und Beobachter	r	q_{0g} in $g\ cm^{-2}$		q_{0p} in $g\ cm^{-2}$	
		berechnet	gemessen	berechnet	gemessen
	cm				
Sorgfältig gestampfter Sand (Strohschneider)[228]	0·8	245	290	127	190
	1·26	386	420	193	210
	1·49	456	490	228	260
	1·78	544	610	272	350
Eingerüttelter Sand (Solakian)[229]	1·95	596	480	298	250

konnten. (Vergleiche Fig. 45, Schaulinie *D* der Setzungen einer kreisrunden Lastfläche für dicht gelagerten und Schaulinie *L* für locker gelagerten Sand.)

Das Schema Fig. 47 dient auch als Grundlage für die Einschätzung des Wertes der Grenzbelastung für Lasten mit streifenförmigem Grundriß, nur stellt das Schema in diesem Fall nicht den Längenschnitt eines Zylinders, sondern den senkrecht zur Längsachse eines unendlich langen, prismatischen Raumes geführten Querschnitt dar. In einem solchen Raum pflanzt sich der von dem ebenfalls prismatisch zu denkenden Kern *c d e f* ausgeübte Seitendruck mit nahezu unverminderter Stärke bis nach den Zentren der durch den Seitendruck beanspruchten Sandmassen *c e g i* und *d f h k* fort. Behält man auch für die streifenförmige Belastung den Wert $\alpha = 2$ bei, so beläuft sich der Wert der Grenzbelastung auf

$$q_{0g} = \frac{\gamma\, b}{\zeta_1^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (178)$$

Die Grenzbelastung, welche im dicht gelagerten Sand die erste ruckartige Lastsenkung herbeiführt, berechnet sich nach Formel 178 mit

$$q_{0g} = \frac{1{\cdot}72\,b}{0{\cdot}106^2} = 153\,b \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (178\,a)$$

[228]) Siehe Tabelle 39, 1).
[229]) Siehe Fig. 43 *a*.

Dieser Wert beläuft sich bloß auf die Hälfte des Wertes von q_{0g} für Fundamentplatten mit kreisförmigem Grundriß.

Falls sich die Basis des Gründungskörpers nicht auf der Schüttungsoberfläche, sondern in einer Tiefe t unterhalb derselben befindet, so wird die Lastfläche $c\,d$ (Fig. 47) durch die am Mantel $a\,c - b\,d$ des Gründungskörpers wirkende Reibung entlastet. Der Sand übt gegen die Mantelfläche den Ruhedruck aus. Bedeuten

ζ_0 die Ziffer des Ruhedruckes,

$f_1 = \operatorname{tg} \varphi_1$ die Ziffer der gleitenden Reibung von Sand auf Sand, und

f die Ziffer der Reibung zwischen dem Sand und der Außenfläche des Gründungskörpers,

so beläuft sich die entlastende Wirkung der Mantelreibung auf

$$\frac{2\,r\,\pi\,\zeta_0\,\frac{1}{2}\,\gamma\,t^2\,f}{r^2\,\pi} = \zeta_0\,f\,\gamma\,\frac{t^2}{r}$$

pro Flächeneinheit der Lastfläche. Die Steigerung der Belastung führt bei mäßigen Gründungstiefen ($t < t_{krit}$) ebenso wie bei einer Tiefe von $t = 0$ schließlich zu einer durch Gleitflächenbildung verursachten, ruckartigen Lastsenkung, wobei der im ringförmigen Raum $c\,e\,g\,i - d\,f\,h\,k$ enthaltene Sand nach oben hin ausweicht. Als Gegenkräfte treten die am Mantel des Gründungskörpers wirkende Reibung, das Gewicht der über der Ringfläche $c\,i - d\,k$ lagernden Sandmasse und der Reibungswiderstand auf, der längs der Zylinderfläche $i\,m - k\,n$ wirksam ist. Die aufgezählten Widerstände verteilen sich über die Ringfläche $c\,i - d\,k$, deren Flächeninhalt $9r^2\pi - r^2\pi = 8r^2\pi$ beträgt. Die zur Hervorbringung einer ruckartigen Lastsenkung erforderliche Einheitsbelastung q_{tg} ist demnach durch die Beziehung

$$\frac{1}{2}\,\zeta_1\left(q_{tg} - \zeta_0\,\gamma\,\frac{t^2}{r}\,f\right) = \frac{1}{\zeta_1}\left[\gamma\,(t+r) + \frac{6\,r\,\pi\,\zeta_0\,\frac{1}{2}\,\gamma\,t^2\,f_1}{8\,r^2\,\pi} + \frac{2\,r\,\pi\,\zeta_0\,\frac{1}{2}\,\gamma\,t^2\,f}{8\,r^2\,\pi}\right]$$

festgelegt und beläuft sich auf

$$q_{tg} = \frac{2\,r\,\gamma}{\zeta_1^2}\left[1 + \frac{t}{r} + \left(\frac{t}{r}\right)^2\frac{3}{8}\,\zeta_0\left(f_1 + \frac{1+4\,\zeta_1^2}{3}\,f\right)\right] \quad \ldots\ldots \quad (179)$$

Auf der rechten Seite dieser Gleichung stellt der erste Faktor den Wert q_{tg} (Formel 177) dar. Der Wert φ_1 beläuft sich für dicht gelagerten Sand nach Tabelle 33 auf 54°, demnach $f_1 = tg\,\varphi_1 = 1{\cdot}376$. Setzt man obendrein $\zeta_0 = 0{\cdot}42$ und $f \doteq tg\,30^\circ = 0{\cdot}577$, so geht die Gleichung 179 über in

$$q_{tg} = q_{0g}\left[1 + \frac{t}{r} + 0{\cdot}25\left(\frac{t}{r}\right)^2\right] \quad \ldots\ldots\ldots \quad (179\,a)$$

Die Proportionalitätsgrenze q_{0p} der Schüttung beträgt auch in diesem Fall ungefähr $0{\cdot}5\,q_{tg}$. Der Wert q_{tg} ist ebenso wie der Wert q_{0g}, Formel 177 a, als ein oberer Grenzwert für dicht gelagerte Sande aufzufassen. Mit abnehmender relativer Dichte nimmt φ_1 und damit auch der Koeffizient des Gliedes $\left(\frac{t}{r}\right)^2$ rasch ab. Der Wert dieses Koeffizienten hängt obendrein von der Beschaffenheit des Sandes ab. So läßt sich beispielsweise die Kurve C_1 (Fig. 43 e, Versuch Solakian) angenähert durch die Gleichung

$$q_{tg} = q_{0g}\left[1 + \frac{t}{r} + 0{\cdot}26\left(\frac{t}{r}\right)^2\right]$$

darstellen, während die Kurve C_2 (Strohschneider, für $F = 3\,cm^2$) ungefähr den Verlauf

$$q_{tg} = q_{0g}\left[1 + \frac{t}{r} + 0{\cdot}07\left(\frac{t}{r}\right)^2\right]$$

aufweist. Man kann demnach den Einfluß der Gründungstiefe durch die Gleichung

$$q_{tg} = q_{0g}\left[1 + \frac{t}{r} + c_1\left(\frac{t}{r}\right)^2\right] \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (179\,b)$$

darstellen, worin der Wert des Koeffizienten c_1 von der Beschaffenheit des Sandes und der relativen Dichte der Schüttung abhängt.

Bei Gründungstiefen $t > t_{krit}$ tritt der kritsche Zustand

$$\Delta S = F\,\Delta s \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (176)$$

bereits ein, bevor noch der zum Hochtreiben des ringförmigen Bodenkörpers $a\,c\,i\,m\,-\,-\,b\,d\,k\,n$ erforderliche Seitendruck erreicht worden ist, und die Grenzbelastung ist kleiner als der Wert, den die Formel 179 *a* für gleiche Tiefen ergeben würde (siehe 24. Abschnitt, *b*).

Für den Grenzwert q_{0g} der Belastung der Oberfläche einer dicht gelagerten Sandmasse durch einen Gründungskörper mit streifenförmigem Grundriß erhält man unter den bei der Ableitung der Formel 179 gemachten Voraussetzungen den Wert

$$q_{tg} = \frac{\gamma b}{\zeta_1^2}\left[1 + \frac{t}{b} + \zeta_0\left(\frac{t}{b}\right)^2\left(\frac{f}{8} + \frac{\zeta_1^2}{2}f + \frac{f_1}{8}\right)\right] \quad \ldots\ldots \quad (180)$$

Mit $\zeta_0 = 0{\cdot}42$, $f = 0{\cdot}577$ und $f_1 = 1{\cdot}376$ geht dieser Ausdruck über in

$$q_{tg} = q_{sg}\left[1 + \frac{t}{b} + 0{\cdot}105\left(\frac{t}{b}\right)^2\right] \quad \ldots\ldots\ldots \quad (180\,a)$$

Die Formel von Schwedler (174) liefert für Werte von $\varphi_1 = 35^0$ bis 54^0

$$q_{tg} = q_{0g}\left[1 - (0{\cdot}172 \text{ bis } 0{\cdot}162)\,\frac{t}{b}\right].$$

Dieser Ausdruck ist weit davon entfernt, dem Einfluß der Gründungstiefe auf den Wert von p_{tg} auch nur halbwegs angemessen Rechnung zu tragen.

Die Beziehung, welche zwischen der Gründungstiefe und der zugehörigen Bettungsziffer bei kreisförmiger Gestalt der Lastfläche besteht, läßt sich nach den bisher vorliegenden Versuchsergebnissen für $t < t_{krit}$ durch die empirische Formel

$$c_t = c_0\left(1 + 0{\cdot}5\,\frac{t}{r}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (181)$$

ausdrücken. c_0 bedeutet die Bettungsziffer für eine Gründungstiefe von $t = 0$. Auch diese Formel gilt nur für Werte von $t < t_{krit}$.

Interessant ist ein Vergleich zwischen der Tragfähigkeit der ungestörten Schüttung und der Tragfähigkeit, welche die Schüttung nach vorhergegangener, durch das gewaltsame Eindringen eines Gründungskörpers hervorgerufener örtlicher Strukturveränderung aufweist. Strohschneider bestimmte die Grenzbelastung einer dicht gelagerten, durch eine kreisrunde Lastfläche mit einem Flächeninhalt von 2 cm^2 belasteten Sandschüttung für verschiedene Werte t der Gründungstiefe. Die Kurve C_3 (Fig. 43 *e*) stellt die Beziehung dar, welche den Versuchsergebnissen zufolge zwischen der Gründungstiefe t und den zugehörigen Werten der Grenzbelastung besteht. Sodann wiederholte Strohschneider den Versuch mit der Abänderung, daß er die Lastplatte bei Versuchsbeginn auf der wagrecht abgeglichenen Oberfläche der Schüttung aufruhen ließ und die Gründungstiefe im Verlauf des Versuches durch fortgesetzte Steigerung der Belastung vom Anfangswert $t = 0$ auf die Werte t der Gründungstiefen der ersten Versuchsreihe zunehmen ließ. Bei einem Druck q_{0g}

erfuhr die Lastplatte die erste ruckartige Senkung und die weitere Zunahme der Einsenkungen erfolgte ebenfalls absatzweise. Bei einem solchen Vorgang ist das Kriterium (Formel 176) der Grenzbelastung erfüllt und die Abszissen der Senkungskurve C_3' stellen ebenso wie jene der Kurve C_3 die den verschiedenen Werten von t entsprechenden Grenzbelastungen dar. Nachdem die Kurve C_3' steiler verläuft als die Kurve C_3, so ist die Grenzbelastung für eine gegebene Gründungstiefe größer als für eine gleich große Eindringungstiefe und man muß annehmen, daß der unterhalb der Lastplatte gelegene Sand im Fall C_3' durch das gewaltsame Eindringen des Gründungskörpers eine Gefügezerrüttung und damit eine, wenn auch geringfügige, Abnahme seiner Tragfähigkeit erfahren hat.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß die Hauptäste der Schaulinien in Fig. 43 für die zweite Phase des Setzungsvorganges unterhalb der Hysteresis-Schleifen treppenförmige Absätze aufweisen. Die vorübergehende Entlastung führt offenbar eine teilweise Stabilisierung der zerrütteten Struktur herbei, so daß der Widerstand des Sandes gegen weitere Zusammendrückung durch einen Belastungszyklus eine Steigerung erfährt.

Bei lockerer Lagerung des Sandes hat die durch ein gewaltsames Niederpressen des Gründungskörpers hervorgerufene Strukturveränderung die gegenteilige Wirkung. Die Grenzbelastung ist für eine gegebene Gründungstiefe t wesentlich kleiner als für eine gleich große Einsenkungstiefe. Aus diesem Umstand kann man schließen, daß die gewaltsame Eindringung des Gründungskörpers im locker gelagerten Sand eine Stabilisierung des Kornverbandes und mit ihr eine Vergrößerung des Verdrängungswiderstandes bewirkt.

Abschließend sei nochmals darauf hingewiesen, daß die vorangegangenen theoretischen Erörterungen lediglich den Zweck verfolgten, den Einfluß der verschiedenen Faktoren klarzulegen, welche die Tragfähigkeit des sandigen Untergrundes beeinflussen. Die Ziffernwerte, welche die Rechnung liefert, können bestenfalls die Größenordnung der Grenzwerte angeben. Eine Erweiterung unserer Kenntnis von der Tragfähigkeit des Sandes ist, was die quantitative Seite der Frage betrifft, nur von systematisch angestellten Versuchen zu erwarten. Die Grundlage für den Entwurf des Versuchs- und des Beobachtungsprogrammes ist durch die Ergebnisse der vorangeschickten Erörterungen gegeben und die Resultate der Versuche werden uns anderseits in die Lage versetzen, das Schema für die Wirkung örtlicher Belastung zu vervollkommnen.

e) Einfluß des Grundwasserstandes auf die Tragfähigkeit der Sandschüttungen. Beim Ansteigen des Grundwasserspiegels bis zur Schüttungsoberfläche vermindert sich das Gewicht der Sandkörner um den hydrostatischen Auftrieb und das spezifische Gewicht des Sandes nimmt von γ auf γ_1 ab. Nachdem die Formeln 177, 178, 179 und 180 das spezifische Gewicht als Faktor enthalten, vermindert sich die Tragfähigkeit des Sandes im Verhältnis $\gamma_1 : \gamma$. Falls der Grundwasserspiegel die Schüttungsoberfläche nicht erreicht, so erfährt der Sand zwischen dem Grundwasserspiegel und der oberen Grenze der kapillaren Durchfeuchtung eine Zunahme des spezifischen Gewichtes, während er unterhalb des Grundwasserspiegels scheinbar leichter wird. Bezeichnen

n das Porenvolumen,
γ_s das spezifische Gewicht der Sandkörner und
$\gamma = \gamma_s (1 - n)$ das spezifische Gewicht des trockenen Sandes,

so belaufen sich die spezifischen Gewichte im Grundwasserbereich bzw. im Bereich der kapillaren Durchfeuchtung auf $\gamma_1 = (\gamma_s - 1)(1 - n)$, bzw. auf $\gamma_2 = \gamma_s (1 - n) + n$. Für Werte von $\gamma_s = 2{\cdot}65$ und $n = 35$ bis 50% ($\gamma = 1{\cdot}72$ bis $1{\cdot}32$) liefern diese Formeln die Werte $\gamma_1 = 1{\cdot}07$ bis $0{\cdot}82$ bzw. $\gamma_2 = 2{\cdot}07$ bis $1{\cdot}82$. Im dicht gelagerten Sand beschränkt sich die Wirkung der Eigengewichtsveränderung auf eine Änderung der vom Eigengewicht des Sandes herrührenden Komponenten der Haupt-

spannungen. Im locker gelagerten Sand kann hingegen die Änderung des spezifischen Gewichtes, insbesondere bei raschem Ansteigen oder Niedergehen des Grundwasserspiegels, den Zusammenbruch des Gleichgewichtes besonders labil beschaffener Korngruppen herbeiführen. Bei der geringen Stabilität der Struktur des locker gelagerten Sandes pflanzt sich eine örtliche Gleichgewichtsstörung vom Störungsherd ausgehend in allen Richtungen fort und äußert sich in spontanen Versackungen. So hat man in Holland an Bauwerken, die auf künstlichen Sandschüttungen errichtet wurden, plötzliche Setzungen[230]) im Ausmaß von 17 bis 216 *mm* beobachtet. Sie wurden angeblich durch das Ansteigen des Grundwasserspiegels über das Niveau der Schüttungsbasis ausgelöst und sollen sich in rundkörnigem Sand häufiger ereignen als in scharfkörnigem. In kleinem Maßstab äußert sich die Neigung des locker gelagerten Sandes zu spontanen Umlagerungen im periodischen Verlauf des Ausgleiches der inneren Reibungsspannungen (15. Abschnitt, *d*, und Fig. 19 *a*).

f) Die Tragfähigkeit des Schlammes und des Tones. Nachdem sich der Spiegel des geschlossenen Porenwassers in Schlammen und Tonen infolge der kapillaren Saugwirkung bis zu einer Höhe von vielen Metern über den Grundwasserspiegel erheben kann, sind die Poren dieser Bodenarten in der Natur bis an die untere Grenze der gekrümelten Oberschichte mit Wasser gefüllt und die Gründungen erfolgen im Tongebiet fast durchwegs auf gesättigtem, luftfreiem Material. (Der Löß nimmt, wie schon erwähnt, eine Ausnahmsstellung ein, denn er ist tonarm und nicht homogen. Siehe Fußnote 197.) Infolgedessen beschränken sich die nachfolgenden Untersuchungen auf die Ermittlung der Grenzbelastung für luftfreie Schlammlager und Ton-Wassergemenge.

Bei der Ableitung der Formeln 177 bis 180 stützte sich der Verfasser auf die Tatsache, daß die örtliche Belastung im dichtgelagerten Sand die in Fig. 46 b dargestellten Bewegungserscheinungen hervorruft. Von dieser Tatsache ausgehend nahm er an, daß sich die Tiefe αr des gestörten Raumes im Schema Fig. 47 auf $2r$ belaufe ($\alpha = 2$). Über die Bewegungserscheinungen, die im Ton bei örtlicher Belastung der Tonoberfläche auftreten, ist vorläufig noch nichts bekannt. Der Verfasser nimmt an, daß der Wert α für den Ton kleiner sei als für den Sand ($\alpha < 2$).

Die Senkung, die eine auf der ebenen Oberfläche einer Bodenschichte ruhende Lastfläche bei einer Steigerung der Belastung erfährt, ist nach Absatz *d* zum Teil auf die Änderung der Gestalt und zum Teil auf die Änderung des Rauminhaltes der Körperelemente des belasteten Bodens zurückzuführen. Die Änderung der Gestalt der Elemente vollzieht sich im Ton ebenso wie im Sand unmittelbar nach erfolgter Änderung des Spannungszustandes, während die Änderung des Rauminhaltes (Verdichtung des Bodens) wegen der geringen Wasserdurchlässigkeit des Tones außerordentlich langsam vor sich geht. Infolge der großen Verdichtungsfähigkeit der kolloidreichen Sedimente überwiegt bei mäßiger Baugrundbelastung der von der Raumverminderung des belasteten Bodens herrührende Teilbetrag der Setzungen und letztere sind daher in hohem Maße eine Funktion der Zeit. Je rascher die Belastung gesteigert wird, desto geringfügiger ist die Senkung, welche die Lastfläche während des Laststeigerungsvorganges erfährt und desto größer die Zusatzsetzung, die nach erfolgter Aufbringung der Belastung im Laufe der Zeit auftritt. Als Beispiel für den Einfluß, welchen der Zeitfaktor auf die Gestalt der Senkungslinie hat, diene das in Fig. 48 graphisch dargestellte Ergebnis einer Reihe von Probebelastungen. Der Baugrund bestand aus weichplastischem Ton. Hätte man die Belastung nicht mit der bei Belastungsproben üblichen Geschwindigkeit, sondern langsam, im Laufe mehrerer Monate aufgebracht, so wären die Senkungskurven wesentlich

[230]) Über den Einfluß des Grundwasserstandes auf die Tragfähigkeit von Sandbettungen. Z. d. öst. Ing. u. A.-V., 1903, p. 445. Aus „De Ingenieur".

steiler und die den Versuchspausen entsprechenden lotrechten Strecken wesentlich kürzer.

Aus den eben angeführten Gründen liefern zwei mit verschiedener Geschwindigkeit durchgeführte Probebelastungen eines tonreichen Baugrundes verschiedene Senkungslinien. Um daher die Ergebnisse der Probebelastung zweier verschiedener Baugründe miteinander vergleichen zu können, muß man die Senkungslinien vorher auf eine Belastungsgeschwindigkeit Null reduzieren. Die Ordinaten der reduzierten Senkungslinien werden aus der Beziehung ermittelt, welche zwischen der Zeit und der bei konstanter Belastung erfolgenden Zunahme der Setzung besteht (s. auch 11. Abschnitt *h*). Es ist infolgedessen unerläßlich, bei der Belastungsprobe mehrere Versuchspausen einzuschalten und während der Pausen die Zunahme der Setzungen zu beobachten. Die reduzierten Schaulinien bilden ein Gegenstück zu den reduzierten Druck-Zusammendrückungs-Kurven A_0, Fig. 11 und 15. Sie sind nicht abgetreppt wie die Kurven 48, sondern glatt. Aus ihrem Verlauf ist zu schließen, daß der tonreiche Baugrund ebensowenig eine Proportionalitätsgrenze im strengeren Sinne des Wortes aufweist wie der locker gelagerte Sand. Der Verfasser schlägt vor, jene Belastung als Proportionalitätsgrenze q_p des tonreichen Baugrundes zu bezeichnen, bei der die Krümmung der Senkungslinie offenkundig zuzunehmen beginnt. Die Belastung, bei welcher diese Zunahme einsetzt, beläuft sich in der Regel auf etwa 25% der Grenzbelastung ($0{\cdot}25\, q_g$).

Nachdem die Geschwindigkeit der Belastungssteigerung die Größe der Formänderung beeinflußt, die der Boden während der Zunahme der Belastung erfährt, so beeinflußt sie auch die kritische Tiefe. Die kritische Tiefe (t_{krit}) ist nach Absatz *c* dadurch gekennzeichnet, daß die Bodenverdrängung bei Gründungstiefen von $t < t_{krit}$ durch Auftrieb, für $t > t_{krit}$ hingegen lediglich durch Verdichtung erfolgt. Für den Fall einer langsamen Aufbringung der Belastung läßt sich in der Tat auch für den tonreichen Baugrund eine Gründungstiefe feststellen, welche im Sinne der Definition als kritisch zu bezeichnen ist. Steigert man hingegen die auf den Ton wirkende, örtliche Belastung rasch, wie dies in der Praxis zumeist der Fall ist (s. S. 255), so kann die Verdichtung des Bodens wegen der geringen Durchlässigkeit desselben unmöglich mit derselben Geschwindigkeit vor sich gehen, wie die Belastungssteigerung. Der Boden verhält sich infolgedessen während der Belastungssteigerung wie eine deformierbare, jedoch nahezu inkompressible Masse; er kann nur durch Auftrieb verdrängt werden und die kritische Tiefe beläuft sich auf ∞.

Es sei nun angenommen, daß die Belastung im Laufe eines Zeitraumes T_1 von Null auf Q anwachse und dann konstant bleibe. Falls T_1 sehr klein ist, so beläuft sich die im Laufe des Zeitraumes Null bis T_1 stattfindende Bodenverdichtung nur auf einen kleinen Bruchteil der Verdichtung, die der Boden bei langsamer Aufbringung der Last Q erfahren würde, und die Last Q wird im Zeitpunkt T_1 fast zur Gänze durch die während der Belastungssteigerung im Ton auftretenden hydrodynamischen Spannungen aufgenommen (s. 21. Abschnitt *a*). Unter diesen Verhältnissen hängt die Größe der Reibungswiderstände, welche im Zeitpunkt T_1 der Formänderung des Bodens entgegenwirken, nicht wie im Sand von der Größe der Last Q, sondern lediglich von dem Spannungszustand ab, in dem sich der Boden vor dem Zeitpunkt Null befunden hat, und die Ziffer der inneren Reibung nimmt erst nach erfolgtem Ausgleich der hydrodynamischen Spannungen den Wert der Ziffer der statischen, inneren Reibung an (9. Abschnitt *e* und Formel 136). Die praktisch wichtigste Folge der eben geschilderten Tatsache besteht in dem Einfluß, den die Geschwindigkeit der Laststeigerung auf die Tragfähigkeit der belasteten Bodenschichte ausübt. Das Zustandekommen dieses Einflusses werde an der Hand des folgenden Gedankenbildes erläutert: Ein zylindrisches Gefäß sei mit luftfreiem, homogenem Ton-Wassergemenge (Tonteig) gefüllt. Auf die freie Oberfläche des Tones wirke ein lotrechter Druck q pro Flächeneinheit und die dehnbar gedachte Seitenwand des Gefäßes sei derart beschaffen, daß sie reißt, sobald der auf sie wirkende wagrechte, bezogene Flächendruck

einen gewissen Wert h_g überschreitet. Vor Beginn des Versuches belaufe sich der vom Ton auf die Gefäßwand ausgeübte Seitendruck auf $h = \zeta_0 q < h_g$ und der im Porenwasser des Tones herrschende hydrostatische Überdruck auf Null. ζ_0 bedeutet die Ziffer des Ruhedruckes (Formel 127).

Steigert man die Belastung des Zylinders mit unendlich großer Geschwindigkeit von q auf einen wesentlich höheren Wert q_g, so wird der Zylinder zusammengepreßt, ohne seinen Rauminhalt zu verändern, denn die während der Drucksteigerung aus dem Ton entweichende Wassermenge ist wegen der geringen Durchlässigkeit des belasteten Materiales beinahe gleich Null.

Der Zustand, in dem sich der Zylinder unmittelbar nach erfolgter Belastungssteigerung befindet, läßt sich folgendermaßen kennzeichnen: Die Höhe des Zylinders wurde durch den Zusatzdruck verkürzt, der Durchmesser vergrößert, aber der Rauminhalt blieb der gleiche und die Tendenz des Porenwassers, aus dem belasteten Ton zu entweichen, äußert sich lediglich in einem durch die Zusatzbelastung geweckten, im Porenwasser herrschenden hydrostatischen Überdruck. Die Größe des letzteren hängt von der Größe der Zusatzbelastung $q_g - q$ ab. Die in der Trockensubstanz des Tones herrschenden Spannungen sind hingegen von der Zusatzbelastung unabhängig, sofern letztere groß genug ist, um eine ausgiebige Formänderung des Tones zu bewirken. Im 22. Abschnitt *c* wurde nämlich gezeigt, daß der Quotient aus der wagrechten und der lotrechten Hauptspannung bei der seitlichen Ausdehnung einer Bodenmasse (Streckung in wagrechtem Sinn) stetig abnimmt und konstant wird, sobald sein Wert den unteren Grenzwert ζ des aktiven Erddruckes erreicht. Da dieser untere Grenzwert eine Konstante des Materials darstellt, sind die in der Trockensubstanz des Zylinders herrschenden Spannungen durch ζ und durch die Bedingung, daß der Wassergehalt des Tones während der Formänderung unverändert bleibe, eindeutig bestimmt. Vor dem Beginn des Versuches betrug der Wert der wagrechten Hauptspannung voraussetzungsgemäß $h = \zeta_0 q$. Bezeichnen

E den mittleren Elastizitätsmodul des Tonteiges für Zusammendrückung bei unbehinderter Seitenausdehnung und

m die Querkontraktionsziffer,

so würde die Raumeinheit des Tones bei unverändertem lotrechten Druck und einer Abnahme des wagrechten Seitendruckes von $\zeta_0 q$ auf ζq um

$$2 \frac{(\zeta_0 - \zeta) q}{E} (1 - 2m)$$

zunehmen. Läßt man sodann die Werte der Hauptspannungen von q bzw. ζq auf q_1 bzw. ζq_1 zunehmen, so verringert sich der Rauminhalt pro Raumeinheit um

$$\frac{q_1 - q}{E}(1 - 2\zeta m) + 2\frac{q_1 - q}{E}(\zeta - \zeta m - m) = \frac{q_1 - q}{E}(1 + 2\zeta)(1 - 2m)$$

Nachdem der Rauminhalt der Tonmasse unverändert bleiben soll, gilt für den deformierten Tonzylinder

$$2 \frac{(\zeta_0 - \zeta) q}{E} (1 - 2m) = \frac{q_1 - q}{E} (1 + 2\zeta)(1 - 2m)$$

Hieraus

$$q_1 = q \frac{1 + 2\zeta_0}{1 + 2\zeta}$$

q_1 gibt den Maximalwert an, den die lotrechte, in der Trockensubstanz des Tones herrschende Druckspannung bei plötzlicher Belastungssteigerung annehmen kann. Die zu q_1 gehörige wagrechte Hauptspannung beläuft sich auf ζq_1. Die Differenz $q_g - q_1$ zwischen der Belastung q_g und der Druckspannung q_1 erzeugt im Porenwasser des Tones einen hydrostatischen Überdruck von gleicher Größe. Die Gefäßwand steht demnach unter dem Einfluß eines Innendruckes von der Größe $\zeta q_1 +$

$+ q_g - q_1 = q_g - q_1 (1 - \zeta)$. Sie reißt, sobald dieser Innendruck den Wert h_g überschreitet. Die Tragfähigkeit q_g'' des Systemes beläuft sich demnach auf

$$q_g'' = h_g + q_1 (1 - \zeta) = h_g + q \frac{(1 + 2\zeta_0)(1 - \zeta)}{1 + 2\zeta} \quad \ldots\ldots (182)$$

und der Wert der wagrechten Hauptspannung vermindert sich während der Drucksteigerung im Verhältnis

$$\frac{\zeta q_1}{\zeta_0 q} = \frac{\zeta (1 + 2\zeta_0)}{\zeta_0 (1 + 2\zeta)}$$

Falls die Steigerung des Druckes nicht mit unendlich großer Geschwindigkeit, sondern lediglich rasch vor sich geht, erleidet der Tonteig während der Druckzunahme eine wenn auch geringfügige Raumverminderung und man kann daher annehmen, daß die wagrechte Hauptspannung während der Belastungssteigerung nicht kleiner wird, sondern unverändert bleibt, das heißt ihren ursprünglichen Wert $\zeta_0 q$ beibehält. Nachdem sich die lotrechte Hauptspannung in einer gestreckten Bodenmasse auf das $\frac{1}{\zeta}$-fache der wagrechten beläuft, nimmt der Wert der ersteren während der Steigerung der Belastung von q auf $\frac{\zeta_0}{\zeta} q$ zu. Die Differenz zwischen der Belastung q_g und der lotrechten Hauptspannung wird wie im vorangegangenen Fall durch den Strömungsdruck $\left(q_g - \frac{\zeta_0}{\zeta} q\right)$ aufgenommen und das Bersten der Gefäßwand tritt ein, sobald die Summe aus dem Seitendruck $\zeta_0 q$ und dem hydrostatischen Überdruck $\left(q_g - \frac{\zeta_0}{\zeta} q\right)$ den Wert h_g überschreitet, d. h. sobald $\left(q_g - \frac{\zeta_0}{\zeta} q\right) + \zeta_0 q = h_g$ wird. Die Grenzbelastung q_g' beträgt demnach

$$q_g' = h_g + \frac{\zeta_0}{\zeta} q - \zeta_0 q = h_g + \zeta_0 q \left(\frac{1}{\zeta} - 1\right) \quad \ldots\ldots (183)$$

Diese Formel bildet die Grundlage für die Berechnung der Tragfähigkeit des Tonbodens bei rascher Aufbringung der Belastung.

Steigert man die Belastung des Zylinders derart langsam von q auf q_g, daß die Verdichtung des Tones mit der Drucksteigerung Schritt halten kann, so entweicht das überschüssige Porenwasser während des Belastungsvorganges durch die wagrechte Oberfläche des Tones; der im Porenwasser auftretende hydrostatische Überdruck ist nahezu gleich Null und die Gefäßwand reißt erst dann, wenn der Druck q_g den Wert

$$q_g = \frac{h_g}{\zeta} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (184)$$

erreicht.

Bei der örtlichen Belastung der wagrechten Oberfläche eines Tonlagers entspricht der Tonzylinder des eben behandelten Idealfalles dem belasteten Kern $c\,d\,e\,f$, Fig. 47, und die nachgiebige Gefäßwand dem Ring $c\,e\,g\,i - d\,f\,h\,k$.

Beispiel. Setzt man in den Formeln 182—184 $\zeta_0 = 0{\cdot}75$ und $\zeta = 0{\cdot}60$ (Beiwerte eines fetten, hochplastischen Tones; s. Tab. 33), so erhält man für die Grenzbelastung je nach der Gesehwindigkeit v der Belastungssteigerung die Werte

$q_g'' = 0{\cdot}455\, q + h_g$	für $v = \infty$
$q_g' = 0{\cdot}500\, q + h_g$	für große Werte von v, und
$q_g = 1{\cdot}666\, h_g$	für äußerst kleine Werte von v.

Aus diesen Gleichungen geht hervor, daß die Werte q_g'' und q_g' von dem Spannungszustand abhängen, in dem sich der Ton vor erfolgter Steigerung der Belastung befand, während der Wert q_g von diesem Spannungszustand unabhängig ist.

Nachdem der Ton zum Unterschied vom Sand einer stetigen Formänderung fähig ist, führt die Überschreitung der Grenzbelastung keine Gleitflächenbildung herbei. Die Senkung der Last erfolgt stetig, wobei sich die Oberfläche des Tones rings um die Lastplatte emporwölbt. Die Schaulinie der Lastsenkungen wird für $q = q_g$ bzw. $q = q_g'$, nahezu lotrecht, ohne einen scharfen Knick aufzuweisen.

Aus den Formeln 182 und 183 geht hervor, daß die Tragfähigkeit des Tones bei rascher Aufbringung der Belastung von dem Spannungszustand abhängt, in dem sich der Ton vor dem Beginn der Belastungsprobe bzw. vor Baubeginn befunden hat. Dieser Spannungszustand ist für die oberen Schichten der kolloidreichen, luftfreien Baugründe in erster Linie durch die Druckverhältnisse bestimmt, die im Porenwasser des Bodens herrschen. Damit ist die natürliche Grundlage für die Klassifizierung der kolloidreichen Baugründe gegeben und der Verfasser schlägt folgende Einteilung vor: *A*) Böden mit ungespanntem Porenwasser, *B*) Böden, in deren Porenwasser ein hydrostatischer Unterdruck von gegebener, konstanter Größe herrscht, und *C*) Böden, in denen die hydrodynamischen Spannungen noch im Ausgleich begriffen sind. Die Grenzbelastungen sollen im folgenden mit q_{0g}' (Gründungstiefe Null) bzw. q_{tg}' (Gründungstiefe t) für rasche und mit q_{0g} bzw. q_{tg} für außerordentlich langsame Aufbringung der Belastung bezeichnet werden.

A) Wenn die Oberfläche eines Ton- oder Schlammlagers entweder niemals trocken gelegt war oder nach vorübergehender Trockenlegung wieder überflutet wurde, so ist der auf den Boden wirkende Kapillardruck gleich Null und die hydrodynamischen Spannungen gleichen sich im Laufe der Zeit aus. Falls dieser Ausgleich bereits stattgefunden hat, so beläuft sich auch der im Porenwasser des Bodens herrschende hydrostatische Druck in jedem Punkt der Bodenmasse auf Null; das Porenwasser ist spannungslos und der Boden gehört in die Klasse *A*. Er steht lediglich unter dem Einfluß des Eigengewichtes. Unter dieser Voraussetzung beläuft sich der Seitendruck in jedem Punkt des Bodens auf das ζ_0-fache des in demselben Punkt herrschenden Bodendruckes und die Grenzbelastung kann für langsame Aufbringung der Last nach demselben Verfahren ermittelt werden wie jene des Sandes (Absatz *d*). Es ändern sich lediglich die Werte der Koeffizienten. Da die Überschreitung der Grenzbelastung ohne Gleitflächenbildung vor sich geht, tritt an die Stelle der Ziffer ζ_1 des inneren Gleitwiderstandes der untere Grenzwert ζ der Ziffer des aktiven Erddruckes (in Abschnitt 23 *c* und ζ_{II} bezeichnet). Obendrein ändert sich der Wert der Ziffer α, der nach Fig. 47 die Tiefe des gestörten Raumes bestimmt. Vorläufig liegen noch keine auf Messung beruhenden Anhaltspunkte für die Einschätzung des Beiwertes α der Schlamme vor. Solange derartige Anhaltspunkte fehlen, empfiehlt es sich der Sicherheit halber anzunehmen, daß dieser Wert wesentlich kleiner sei als 2.

Bei langsamer Zunahme der Belastung und einer Gründungstiefe $t = 0$ gilt die Beziehung

$$\zeta \left(q_{0g} + \gamma \frac{\alpha r}{2}\right) \frac{1}{1 + \frac{\alpha}{2}} = \frac{1}{\zeta} \gamma \frac{\alpha r}{2}$$

Hieraus
$$q_{0g} = \gamma \frac{\alpha r}{2} \left(\frac{1 + \frac{\alpha}{2}}{\zeta^2} - 1 \right) = \gamma \frac{\alpha r}{2 \zeta^2} \left(1 + \frac{\alpha}{2} - \zeta^2\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (185)$$

Um die Grenzbelastung q_{0g}' für rasche Aufbringung der Belastung zu berechnen, greife man auf die Formel 183 zurück. Der Wert q, Formel 183, entspricht im vorliegenden Fall dem mittleren, im gestörten Raum herrschenden Bodendruck $\gamma \frac{\alpha r}{2}$ und der Wert q_g' der Summe aus der zu berechnenden Grenzbelastung q_{0g}' und dem

Bodendruck $\gamma\frac{\alpha r}{2}$. An Stelle von h_g ist der Druck einzuführen, bei dem das Fließen des Ringes $c\,e\,g\,i - d\,f\,h\,k$, Fig. 47, eintritt. Dieser Druck beläuft sich auf $\frac{1}{\zeta}\gamma\frac{\alpha r}{2}$. Nachdem sich der Druck vom Kern aus in radialer Richtung fortpflanzt, beläuft sich der mittlere Seitendruck im Ringbereich bloß auf $\frac{1}{1+\frac{\alpha}{2}}\left(q_{0g}' + \gamma\frac{\alpha r}{2}\right)$, d. h. der Ring fließt erst dann, wenn der auf seine Innenseite $c\,e - d\,f$ wirkende Druck den Wert $\frac{1}{\zeta}\gamma\frac{\alpha r}{2}\left(1+\frac{\alpha}{2}\right)$ überschreitet. Es gilt infolgedessen nach Formel 183

$$q_g' = q_{0g}' + \gamma\frac{\alpha r}{2} = \frac{1}{\zeta}\gamma\frac{\alpha r}{2}\left(1+\frac{\alpha}{2}\right) + \zeta_0\gamma\frac{\alpha r}{2}\left(\frac{1}{\zeta}-1\right)$$

Hieraus
$$q_{0g}' = \gamma\frac{\alpha r}{2\zeta}\left(1+\frac{\alpha}{2}+\zeta_0-\zeta-\zeta\zeta_0\right) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (186)$$

Falls die Lastfläche die Gestalt eines langen Streifens hat (mittlere Streifenbreite $2\,b$), so kommt in den Ansatzgleichungen der Faktor $1+\frac{\alpha}{2}$ in Wegfall und die Gleichungen für die Grenzbelastung lauten

$$q_{0g} = \gamma\frac{\alpha r}{2\zeta^2}(1-\zeta^2) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (185\,a)$$

bzw.
$$q_{0g}' = \gamma\frac{\alpha r}{2\zeta}(1+\zeta_0-\zeta-\zeta\zeta_0) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (186\,a)$$

Beispiel. Nach Tabelle 33 beläuft sich der Wert von ζ_0 für die Tone I und IV (Tabelle 19) auf 0·70 bzw. 0·75 und jener von ζ auf 0·446 bzw. 0·596. Setzt man in obigen Gleichungen $\zeta_0 = 0{\cdot}72$, $\zeta = 0{\cdot}50$, $\gamma = 0{\cdot}90\ g\,cm^{-3}$ (mittleres spezifisches Gewicht abzüglich hydrostatischen Auftriebes) und führt obendrein für α den Schätzungswert 0·50 ein, so liefert die Gleichung 185 den Wert $q_{0g} = 0{\cdot}900\,r$ (Grenzbelastung für eine kreisrunde Lastfläche bei langsamer Aufbringung der Last) und die Gleichung 186 den Wert $q_{0g}' = 0{\cdot}500\,r$ (rasche Aufbringung). Für eine kreisrunde Platte mit einem Halbmesser von $r = 100\,cm$ würden sich die Grenzbelastungen auf 0·090 bzw. 0·050 kg pro cm^2 belaufen. Diese Werte entsprechen ungefähr dem Druck, den eine unter Wasser geschüttete Sandschichte mit einer Dicke von 0·90 bzw. 0·50 m auf die Flächeneinheit ihrer Unterlage ausübt, d. h. die Tragfähigkeit ist außerordentlich klein, was in der Tat der Fall ist. Sandschüttungen von der angegebenen Dicke versinken in kolloidreichem, unter Wasser abgesetztem und unter Wasser befindlichem Schlamm.

Falls sich die Lastfläche nicht auf der Schlammoberfläche, sondern in einer Tiefe t unterhalb derselben befindet, so wird der Ring durch das Gewicht der auf ihm lastenden Schlammasse sowie durch die an den Zylinderflächen *ac—bd* und *im—kn* (Fig. 47) wirkenden Reibungskräfte niedergehalten. Letztere kann man für mäßige Gründungstiefen vernachlässigen, weil die Ziffern der Reibung bei schlammiger Beschaffenheit des Untergrundes klein sind (Tabellen 18 und 33). Man muß ferner bedenken, daß der in einer Tiefe t unter der Schlammoberfläche herrschende Bodendruck nicht wie im Sand durch das Ausbaggern der Grube aufgehoben, sondern durch einen Strömungsdruck von gleicher Intensität ersetzt wird. Sobald man nämlich die in der Tiefe t gelegene, künftige Baugrubensohle durch Baggerung entlastet, tritt in der unter ihr befindlichen Bodenmasse die Tendenz auf, sich elastisch auszudehnen, d. h. zu schwellen. Schwellung bedeutet aber Wasseraufnahme und die Wasserauf-

nahme kann wegen der geringen Durchlässigkeit des Materials nur langsam erfolgen. Der Wert q, Formel 183, entspricht daher nicht dem Wert $\gamma \frac{\alpha r}{2}$, sondern dem Wert $\gamma\left(\frac{\alpha r}{2}+t\right)$; der Wert q_g' ist durch $q_{tg}'+\gamma\frac{\alpha r}{2}$ gegeben und der Wert h_g beläuft sich auf $\frac{1}{\zeta}\gamma\left(t+\frac{\alpha r}{2}\right)$. Berücksichtigt man obendrein die Tatsache, daß sich der Druck bei kreisförmiger Gestalt der Lastfläche von der Ringfläche *ce—df* in radialer Richtung fortpflanzt, so erhält man für die Berechnung von q_{tg} und q_{tg}' folgende Ansatzgleichungen:

$$\zeta\left(q_{tg}+\gamma\frac{\alpha r}{2}\right)\frac{1}{1+\frac{\alpha}{2}}=\frac{1}{\zeta}\gamma\left(t+\frac{\alpha r}{2}\right)$$

bzw. $$q_{tg}'+\gamma\frac{\alpha r}{2}=\frac{1}{\zeta}\gamma\left(\frac{\alpha r}{2}+t\right)\left(1+\frac{\alpha}{2}\right)+\zeta_0\gamma\left(\frac{\alpha r}{2}+t\right)\left(\frac{1}{\zeta}-1\right)$$

Hieraus

$$q_{tg}=\gamma\frac{\alpha r}{2\zeta^2}\left(1+\frac{\alpha}{2}-\zeta^2\right)+\frac{1+\frac{\alpha}{2}}{\zeta^2}\gamma t=q_{0g}\left(1+\frac{2}{\alpha}\frac{2+\alpha}{2+\alpha-\zeta^2}\frac{t}{r}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (187)$$

bzw. $$q_{tg}'=\gamma\frac{1}{\zeta}\left(\frac{\alpha r}{2}+t\right)\left(1+\frac{\alpha}{2}+\zeta_0-\zeta-\zeta\zeta_0\right)+\gamma t=q_{0g}'\left(1+\frac{2}{\alpha}\frac{t}{r}\right)+\gamma t \quad (188)$$

Bei streifenförmiger Gestalt der Lastfläche kommt in den Ansatzgleichungen der Faktor $\left(1+\frac{\alpha}{2}\right)$ in Wegfall und die Gleichungen für die Grenzbelastung lauten

$$q_{tg}=q_{0g}\left(1+\frac{2}{\alpha}\frac{2}{2-\zeta^2}\frac{t}{r}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (187\,a)$$

bzw. $$q_{tg}'=q_{0g}'\left(1+\frac{2}{\alpha}\frac{t}{r}\right)+\gamma t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (188\,a)$$

Beispiel. Mit $\zeta_0=0{\cdot}72$, $\zeta=0{\cdot}5$, $\gamma=0{\cdot}9$ und $\alpha=0{\cdot}5$ liefern die Gleichungen 187 und 188 für die Grenzbelastung einer kreisrunden Lastfläche die Werte

$$q_{tg}=q_{0g}\left(1+4{\cdot}44\frac{t}{r}\right)=0{\cdot}9\,r\left(1+4{\cdot}44\frac{t}{r}\right)$$

bzw. $$q_{tg}'=q_{0g}'\left(1+4{\cdot}0\frac{t}{r}\right)+\gamma t=0{\cdot}5\,r\left(1+4{\cdot}0\frac{t}{r}\right)+\gamma t$$

Bei einer Gründungstiefe von $t=50$ *cm* würden sich die Grenzbelastungen einer Lastplatte mit einem Halbmesser von $r=100$ *cm* auf $q_{tg}=0{\cdot}315$ bzw. $q_{tg}'=0{\cdot}240$ *kg* pro *cm*² gegen $q_{0g}=0{\cdot}09$ bzw. $q_{0g}'=0{\cdot}05$ *kg* pro *cm*² für $t=0$ belaufen. Diese Ziffern lassen erkennen, daß die Tragfähigkeit mit der Tiefe rasch zunimmt. Sandmassen, die man auf der Oberfläche des Schlammlagers deponiert, kommen infolgedessen zur Ruhe, sobald sie unter dem Einfluß des Eigengewichtes hinreichend tief in den Schlamm eingesunken sind.

B) Die kontinentalen Tonmassen unterscheiden sich von den Böden der Gruppe *A* dadurch, daß sie nach erfolgter Bildung entweder infolge einer vorübergehenden Belastung durch aufgelagerte Bodenschichten (z. B. durch Sand- und Schottermassen, welche im Laufe der Zeit durch Erosion wieder beseitigt wurden) oder durch allmählige Verdunstung des Porenwassers eine ausgiebige Verdichtung erfahren haben und seit ihrer Verdichtung nicht mehr überflutet wurden. Die an der unteren Grenzfläche der gekrümelten Deckschichte wirksame Oberflächenspannung des Porenwassers

verhindert die Rückbildung der Zusammendrückung, wobei im Porenwasser ein hydrostatischer Unterdruck auftritt. Falls dieser Unterdruck in allen Teilen des Tonlagers die gleiche Größe hat, befindet sich das Porenwasser im Zustand der Ruhe und der im Ton herrschende Spannungszustand ist gleichmäßig. Diese Bedingung für die Zugehörigkeit eines Bodens zu der Gruppe B scheint in den tiefer gelegenen Schichten der meisten kontinentalen Tonlager erfüllt zu sein, wogegen die Druckverhältnisse in den obersten Schichten der Lager mit der Jahreszeit und den Witterungsverhältnissen wechseln. Die nachfolgende Ableitung der Grenzbelastung für die Böden der Gruppe B bezieht sich demnach bloß auf die unterhalb der Grenze der jahreszeitlichen Druckschwankungen gelegenen Teile der Tonlager.

Falls das Tonlager im Laufe seiner geologischen Entwicklung niemals eine ausgiebige Schwellung erfahren hat, so ist der im Porenwasser herrschende hydrostatische Unterdruck w_k mit dem Druckäquivalent p_k der Konsistenzform des Tones identisch (22. Abschnitt b) und man kann bei der Berechnung der Grenzbelastung den im Ton herrschenden Innendruck dem Druckäquivalent p_k gleichsetzen, wie dies bei den nachfolgenden Ableitungen auch geschieht. Andernfalls hat man in die Rechnung an Stelle des Wertes p_k den Wert w_k des im Porenwasser des Tones herrschenden hydrostatischen Unterdruckes einzuführen. Nachdem sich das Druckäquivalent für die weichplastische Konsistenzform der Tone auf mehr als 1 kg pro cm^2 beläuft und ein flüssigplastischer Tonboden für Flachgründungen nicht in Betracht kommt, kann man bei der Berechnung der Grenzbelastungen das Eigengewicht des Bodens vernachlässigen, wodurch sich das Problem wesentlich vereinfacht. Der im unbelasteten Boden herrschende Seitendruck ist infolge der relativen Geringfügigkeit der Eigengewichtsspannungen von der Tiefe nahezu unabhängig und hat den Wert $\zeta_0 p_k$. Das Fließen der im Ringbereich $c\,e\,g\,i - d\,f\,h\,k$ befindlichen Tonmasse tritt ein, sobald der im angegebenen Bereich herrschende mittlere Seitendruck den Wert $\frac{p_k}{\zeta}$ überschreitet. Die Grenzbelastung ist demnach für eine Gründungstiefe $t = 0$ bei langsamer Aufbringung der Belastung durch die Beziehung

$$\zeta\,(p_k + q_{0g})\,\frac{1}{1+\frac{\alpha}{2}} = \frac{1}{\zeta}\,p_k$$

bestimmt und beträgt

$$q_{0g} = p_k\left(\frac{1+\frac{\alpha}{2}}{\zeta^2} - 1\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (189)$$

Bei rascher Aufbringung der Belastung herrscht zwischen der Grenzbelastung und dem Widerstand des Ringes die Beziehung Formel 183. Ersetzt man q_{0g}', Formel 183, durch $q_{0g}' + p_k$, q durch p_k, h_g durch $\frac{1}{\zeta}\,p_k$ und berücksichtigt obendrein den Umstand, daß sich der vom Kern ausgeübte Seitendruck im Ringbereich strahlenförmig ausbreitet, so erhält man

$$q_{0g}' + p_k = \frac{1}{\zeta}\,p_k\left(1+\frac{\alpha}{2}\right) + \zeta_0\,p_k\left(\frac{1}{\zeta} - 1\right) \cdot$$

Hieraus

$$q_{0g}' = \frac{p_k}{\zeta}\left(1 + \frac{\alpha}{2} + \zeta_0 - \zeta - \zeta_0\,\zeta\right) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (190)$$

Bei streifenförmiger Gestalt der Lastfläche pflanzt sich der vom Kern ausgeübte Seitendruck mit nahezu unverminderter Stärke durch die Räume $c\,e\,i\,g - d\,f\,h\,k$ fort und die Grenzbelastungen belaufen sich infolgedessen auf

$$q_{0g} = p_k \left(\frac{1}{\zeta^2} - 1 \right) = \frac{p_k}{\zeta^2} (1 - \zeta^2) \quad \ldots \ldots \ldots \quad (189\,a)$$

bzw.
$$q_{0g}' = \frac{p_k}{\zeta} (1 + \zeta_0 - \zeta - \zeta\,\zeta_0) \quad \ldots \ldots \ldots \quad (190\,a)$$

Die Formeln 189 und 190 lassen erkennen, daß die Grenzbelastung im vorliegenden Fall zum Unterschied von der Grenzbelastung der Sande und der Böden der Gruppe *A* von den Abmessungen der Lastfläche unabhängig ist.

Bei der Ableitung der Formel 189 wurde vorausgesetzt, daß sich die Verdichtung des Baugrundes zur Gänze während der Aufbringung der Belastung vollzieht (s. auch Text zur Formel 184), so daß die Setzungen nach beendigter Aufbringung keine weitere Zunahme mehr erfahren. Auf rechnerischem Weg läßt sich zeigen, daß die Belastung des Baugrundes durch Herstellung der Fundamentkörper und Aufrichtung der Gebäude wesentlich rascher vor sich geht als die Verdichtung des Baugrundes. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit der bekannten Tatsache, daß die Setzung von Bauwerken bei plastischer Beschaffenheit des Baugrundes im Laufe der Jahre zunimmt. Infolgedessen hat man für die Praxis des Tiefbaues die Grenzbelastungen q_{0g}' als maßgebend zu betrachten.

Die Gründungstiefe hat auf die Tragfähigkeit der Böden der Gruppe *B* keinen nennenswerten Einfluß, weil die vom Eigengewicht herrührenden Spannungen im Vergleich zum Druck p_k klein sind. Es gilt infolgedessen

$$q_{tg} \doteq q_{0g} \quad \text{und} \quad q_{tg}' \doteq q_{0g}'$$

Beispiel. Die Beiwerte ζ_0 und ζ des Tones I, Tab. 19, belaufen sich nach Tab. 33 auf $\zeta_0 = 0{\cdot}70$, $\zeta = 0{\cdot}446$ und jener des Tones IV auf $\zeta_0 = 0{\cdot}75$, $\zeta = 0{\cdot}596$. Setzt man obendrein für beide Tone $\alpha = 1$ (größer als der Wert α für weichen Schlamm, jedoch kleiner als der Beiwert α des Sandes), so erhält man mit Hilfe der Gleichungen 189 und 190 (kreisrunde Lastfläche)

für den Ton I $\quad q_{0g} = 6{\cdot}54\,p_k$ und $q_{0g}' = 3{\cdot}02\,p_k$
für den Ton IV $\quad q_{0g} = 3{\cdot}22\,p_k$ und $q_{0g}' = 2{\cdot}03\,p_k$

Die Gleichungen 189 a und 190 a (streifenförmige Lastfläche) liefern

für den Ton I $\quad q_{0g} = 4{\cdot}03\,p_k$ und $q_{0g}' = 1{\cdot}89\,p_k$
für den Ton IV $\quad q_{0g} = 1{\cdot}82\,p_k$ und $q_{0g}' = 1{\cdot}19\,p_k$

Ausrollgrenze und Fließgrenze entsprechen nach Tabelle 19 beim Ton I den Porenziffern $\varepsilon = 0{\cdot}71$ bzw. 1·70 und beim Ton IV den Werten $\varepsilon = 0{\cdot}75$ bzw. 1·66. Aus diesen Daten und den Druckporenziffer-Diagrammen der beiden Tone (Fig. 14)[231]) ergaben sich die in Tabelle 41 zusammengestellten Druckäquivalente p_k der Grenzen zwischen den Konsistenzformen der Tone I bzw. IV. Die Werte q_{0g} und q_{0g}', Tabelle 41, geben die den Konsistenzgrenzen zugeordneten Werte der Grenzbelastungen für kreisrunde Lastflächen an. Die Berechnung wurde mit Hilfe der Gleichungen 189 und 190 auf Grund der Annahme $p_k = w_k$ durchgeführt. Diese Annahme dürfte in der überwiegenden Mehrzahl der in der Praxis vorkommenden Fälle zutreffen.

Den in der Tabelle 41 enthaltenen theoretischen Werten von $q_{0g}' = q_{tg}'$ seien die folgenden Erfahrungsziffern gegenübergestellt: Bei der für das Kapitol von Albany, N. Y.[232]), am Boden einer 90 *cm* tiefen Grube vorgenommenen Probebelastung (Lastfläche

[231]) Hiebei ist vorausgesetzt, daß die Ordinate dieser Hauptäste für $p_g = 0$ ungefähr der Fließgrenze des Materiales entspricht. Das ist in Fig. 14 nur bei den Hauptästen A_{IV} und A_V der Fall. Die Anfangsordinate der Kurve A_I entspricht in der Figur der Grenze zwischen der weich- und steifplastischen Konsistenzform. Die Beziehung zwischen der Kurve A_I und der (in der Figur nicht enthaltenen) Kurve, welche zur Bestimmung der Druckäquivalente der Konsistenzgrenzen des Tones I gedient hat, ist angenähert durch die Gleichung 24 gegeben.

[232]) Bauleitender Ingenieur W. J. Mc Alpine. Trans. Am. Soc., Vol. 11, p. 287.

30 × 30 *cm*) wölbte sich der Boden bei einer Belastung von 5·9 *kg* pro *cm*² rings um den Lastblock wallförmig empor. Der Baugrund bestand nach den Angaben des Autors aus „blauem Ton mit 60—90% Aluminium-Silikat und einem Wassergehalt von 27 bis 43, zumeist 40%". Ein Ton mit einem Wassergehalt von 40% kann je nach seinem Plastizitätsgrad und der Lage seiner Ausrollgrenze steif- oder weichplastisch sein. Nach Tabelle 41 beläuft sich der Wert von q_{0g}' für die Grenze zwischen der steif- und der weichplastischen Konsistenzform auf 2·20 (Ton IV) bis 2·42 *kg* pro *cm*² (Ton I) und der Wert q_{0g} auf 3·48 bis 5·23 *kg* pro *cm*². Bei einer zweiten auf demselben Baugrund vorgenommenen Belastungsprobe beliefen sich die Abmessungen der belasteten Fläche auf 90 × 90 *cm*. Nach Formel 190 sollte die Grenzbelastung von der Größe der Lastfläche unabhängig sein. In der Tat lieferte auch der zweite Versuch für die Grenzbelastung den Wert 5·9 *kg* pro *cm*². Corthell[233])

Tabelle 41[234]).

Nr.	Bezeichnung der Konsistenzgrenze[235])	Ton I[236])				Ton IV			
		ε	p_k *kg cm*$^{-2}$	q_{0g} *kg cm*$^{-2}$	q_{0g}' *kg cm*$^{-2}$	ε	p_k *kg cm*$^{-2}$	q_{0g} *kg cm*$^{-2}$	q_{0g}' *kg cm*$^{-2}$
1	Fest gegen halbfest	0·49	110	720	332	0·40	200	644	406
2	Ausrollgrenze	0·71	7·30	47·8	22·1	0·75	4·60	14·8	9·4
3	Steifplastisch gegen weichplastisch	0·96	0·80	5·23	2·42	0·98	1·08	3·48	2·20
4	Weichplastisch gegen sehr weichplastisch	1·21	0·35	2·29	1·06	1·22	0·47	1·51	0·96

zitiert 16 Fälle, in denen „fester Ton" durch Bauwerke mit 2 bis 7·8 *kg* pro *cm*² beansprucht wurde, ohne eine merkliche Zusammendrückung zu erfahren. Die Setzung eines Bauwerkes ist in der Regel nur dann unmerklich, wenn die Belastung des Bodens kleiner ist als die Proportionalitätsgrenze. Infolgedessen müssen sich die Grenzbelastungen der von Corthell erwähnten Baugründe auf 8 bis 32 *kg* pro *cm*² belaufen haben. Diese Grenzbelastungen entsprechen nach Tabelle 41 ungefähr der Ausrollgrenze. Fundamente, welche auf steifen Londoner Ton einen Druck von 5 *kg* pro *cm*² ausüben, setzen sich nach Corthell ausgiebig. Die Grenzbelastung des Londoner Tones ist daher wesentlich kleiner als 20 *kg* pro *cm*².

Um die Beziehungen kennen zu lernen, welche zwischen den Abmessungen der Lastfläche und der Bettungsziffer der Böden der Gruppe *B* bestehen, greife man auf das Spannungsbild Fig. 41 *b* zurück. Die Werte der Spannungen, welche in unbelasteten Böden der Gruppe *B* herrschen, sind zum Unterschied von den Werten der Eigenspannungen unbelasteter Sandmassen von der Tiefenlage nahezu unabhängig. Infolgedessen ist die Ähnlichkeit der Spannungsbilder für die Böden der Gruppe *B* bei gegebener Gestalt und verschiedener Größe der Lastflächen lediglich an die Bedingung geknüpft, daß sämtliche Lastflächen pro Flächeneinheit dieselbe Belastung tragen. Falls diese Bedingung erfüllt ist, lassen sich die unter ähnlich gestalteten Lastflächen mit gleicher Einheitsbelastung herrschenden Spannungszustände durch ein einziges Spannungsbild darstellen. Mit der Größe der Lastfläche ändert sich bloß der Längenmaßstab. Spannungsmaßstab und Maßstab der bezogenen Formänderungen bleiben unverändert. Aus dieser Tatsache geht hervor, daß die reziproken

[233]) Allowable pressure on deep foundations. Eng. Rec. 1906, II., p. 629.

[234]) Grenzbelastung homogener Tonlager bei kreisförmigem Grundriß des Gründungskörpers. p_k = Druckäquivalent der Konsistenzform.

[235]) Nach Tabelle 7.

[236]) Siehe Fußnote 231.

Werte der Bettungsziffer bei gegebener Größe der Einheitsbelastung und gegebener Gestalt der Lastfläche in geradem Verhältnis mit dem mittleren Halbmesser r der Belastungsfläche bzw. mit der mittleren Streifenbreite $2\,b$ zunehmen. Bedeuten

c_1 die Bettungsziffer für eine Lastfläche mit dem Halbmesser 1 und

c_r jene für eine Lastfläche mit dem Halbmesser r,

so gilt

$$c_r = \frac{c_1}{r} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (191)$$

Bei langgestreckter Form der Lastfläche hat man den Wert r in Formel 191 durch den Wert b der halben mittleren Streifenbreite zu ersetzen.

Die Setzung, die ein Gründungskörper bei langsamer Aufbringung einer mäßigen Belastung ($q < q_{0p}$) erleidet, läßt sich angenähert auf theoretischem Weg ermitteln. Man berechne mit Hilfe der Formel 163 den zusätzlichen Bodendruck, den die Last in verschiedenen Tiefen z unterhalb der Lastmitte hervorruft. (Für einen Laststreifen ist dieser Druck durch die Beiwerte c_z, Tabelle 35, der Punktreihe P_{10}, P_{20}, P_{30} usw. des Schemas Fig. 41 bestimmt.) Sodann grenze man die unterhalb der Lastfläche gelegene Bodenmasse durch eine Zylinderfläche ab, die den Umriß der Lastfläche zur Leitlinie hat. In einem wagrechten, in der Tiefe z unter der Bodenoberfläche gelegenen Querschnitt der abgegrenzten Bodenmasse nimmt die lotrechte Spannungskomponente von der Querschnittsmitte gegen den Querschnittsrand ab. Die lotrechte Spannungskomponente bewirkt eine Zusammendrückung des Bodens, wobei sich der Boden seitlich ein wenig ausdehnt. Das Näherungsverfahren geht von der Annahme aus, daß die seitliche Ausdehnung des gepreßten Bodens vollkommen verhindert sei. Um den aus dieser Annahme resultierenden Fehler einigermaßen auszugleichen, wird anderseits angenommen, daß der Bodendruck in allen Teilen des Querschnittes dieselbe Größe habe wie in der Querschnittsmitte. Durch diese beiden Annahmen ist das Problem auf die Berechnung der Zusammendrückung zurückgeführt, welche ein unendlich hoher, zylindrischer, an seitlicher Ausdehnung verhinderter, homogener Bodenkörper mit einer Porenziffer ε_s unter dem Einfluß eines Druckes erfährt, dessen Intensität mit der Tiefe z nach einem gegebenen Gesetz abnimmt. Die bezogene Zusammendrückung, die der Boden unter dem Einfluß eines Zusatzdruckes bei verhinderter Seitenausdehnung erleidet, ist durch die Verdichtungsziffer a (Formel 63) bestimmt. Die durch eine Erhöhung des Druckes um die Druckeinheit hervorgerufene, auf die Längeneinheit der Zylinderhöhe bezogene Verkürzung des Zylinders beläuft sich auf $\frac{a}{1+\varepsilon_s}$. Bedeuten

q die Belastung der Lastfläche pro Flächeneinheit,

z den lotrechten Abstand zwischen der Bodenoberfläche und einem unterhalb der Lastflächenmitte gelegenen Punkt P und

σ_z die von der Belastung q im Punkt P hervorgerufene lotrechte Normalspannung,

so beträgt die Senkung s der Lastfläche angenähert

$$s = \int_0^\infty \frac{a}{1+\varepsilon_s}\,\sigma_z\,dz = \frac{a}{1+\varepsilon_s}\int_0^\infty \sigma_z\,dz$$

Nach Formel 175 besteht zwischen s, q und der Bettungsziffer c die Beziehung $q = c\,s$, demnach

$$c = \frac{q}{s} = \frac{q(1+\varepsilon_s)}{a\int_0^\infty \sigma_z\,dz} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (192)$$

Der Wert des Integrales sei unter der Voraussetzung ermittelt, daß die Auflast gleichförmig über eine Kreisfläche mit einem Halbmesser r verteilt sei (Belastung q pro Flächeneinheit). Der Spannungszustand, den ein Lastelement $q\,dF$ in einem in der Tiefe z unterhalb der Mitte der Lastplatte gelegenen Punkt P erzeugt, ist durch Formel 163 gegeben. Die Resultierende σ_z der Normalspannungen, den die einzelnen Lastelemente der kreisförmig begrenzten Auflast an einem im Punkt P befindlichen, wagrechten Flächenelement hervorrufen, läßt sich ohne weiters durch Integration ermitteln. Sie beläuft sich auf

$$\sigma_z = q\,(1 - \cos^3 \varphi)$$

worin φ den halben Öffnungswinkel eines Kegels bedeutet, welcher den Punkt P zur Spitze und die Lastfläche zur Basis hat. Der Wert des in Formel 192 enthaltenen Integrales beträgt demnach

$$\int_0^\infty \sigma_z\,dz = q \int_0^\infty (1 - \cos^3 \varphi)\,dz = q\,r \left[\operatorname{ctg} \varphi + \frac{1}{\sin \varphi} + \sin \varphi \right]_0^{\frac{\pi}{2}} = 2\,q\,r$$

Führt man diesen Ausdruck in Formel 192 ein, so erhält man

$$c = \frac{(1 + \varepsilon_s)}{2\,a\,r} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (193)$$

sowie

$$s = \frac{q}{c} = \frac{2\,a\,r}{1 + \varepsilon_s}\,q \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (194)$$

ε_s bedeutet in diesen Formeln das Porenzifferäquivalent der Konsistenzform, r den Lastflächenhalbmesser in *cm* und a die zur Porenziffer ε_s gehörige Verdichtungsziffer (Formel 163) in $kg\ cm^{-5}$. Die Formel 193 besagt, daß sich die Bettungsziffern zweier Tonlager mit identischer Trockensubstanz, jedoch mit verschiedenem Wassergehalt bei gegebener Breite des Belastungsstreifens und bei gegebener Einheitsbelastung ebenso verhalten wie die Quotienten $(1 + \varepsilon_s) : a$.

Beispiel. Die unteren Grenzen der vier plastischen Konsistenzformen des Tones IV entsprechen den Porenziffern 0·75, 0·98, 1·22 und 1·44 und die Werte der ihnen zugeordneten Verdichtungsziffern belaufen sich auf $a = 0{\cdot}0318$, 0·185, 0·920 und 1·210 $kg\ cm^{-5}$. Nimmt der Wassergehalt des Tones von der Ausrollgrenze auf die Wassergehaltsäquivalente der nächsthöheren Konsistenzgrenzen zu, so ändert sich die Bettungsziffer im Verhältnis

$$\frac{1{\cdot}75}{0{\cdot}0318} : \frac{1{\cdot}98}{0{\cdot}185} : \frac{2{\cdot}22}{0{\cdot}92} : \frac{2{\cdot}44}{1{\cdot}21} = 55 : 10{\cdot}7 : 2{\cdot}42 : 2{\cdot}02 = 100 : 19{\cdot}5 : 4{\cdot}40 : 3{\cdot}67$$

Der absolute Wert der Bettungsziffer beträgt für die Ausrollgrenze des Tones $c = \frac{1{\cdot}75}{2\,.\,0{\cdot}0318\,r} = \frac{27{\cdot}5}{r}$ und für die untere Grenze der weichplastischen Konsistenzform $c = \frac{1{\cdot}98}{2\,.\,0{\cdot}185\,r} = \frac{5{\cdot}34}{r}$. Die Senkungen einer kreisrunden, mit 2 *kg* pro cm^2 belasteten, auf der ebenen Oberfläche einer steifplastischen Ton IV-Schichte ruhenden Platte mit einem Halbmesser $r = 50$ *cm* würden sich im Laufe der Zeit den Grenzwerten $s = \frac{2\,.\,0{\cdot}0318\,.\,2{\cdot}0\,.\,50}{1{\cdot}75} = 3{\cdot}63$ bzw. $s = \frac{2\,.\,0{\cdot}185\,.\,2{\cdot}0\,.\,50}{1{\cdot}98} = 18{\cdot}6$ *cm* nähern, je nachdem die Konsistenzform des Tones der unteren oder der oberen Grenze der steifplastischen Konsistenzform entspricht.

Die Geschwindigkeit, mit der man die Belastung (Gründungskörper und Oberbau) in der Praxis des Tiefbaues auf den Baugrund aufbringt, ist, wie bereits erwähnt,

bedeutend größer als die Geschwindigkeit, mit welcher die im Wirkungsbereich der Belastung auftretende Bodenverdichtung fortschreitet. Infolgedessen ist der Setzungsbetrag s der auf Böden der Gruppe B errichteten Bauwerke eine Funktion der nach Aufbringung der Last verstreichenden Zeit T. Dasselbe gilt von der Bettungsziffer c der Böden dieser Gruppe. Die Werte Formel 193 und 194 geben die Grenzwerte von s und c für $T = \infty$ an. Die Beziehung, die zwischen der Zeit T, dem Setzungsbetrag s und dem mittleren Durchmesser $2r$ der Lastfläche besteht, ergibt sich aus folgender Betrachtung: Vergrößert man bei gegebener Einheitsbelastung, gegebener Konsistenzform des Tones und großer Belastungsgeschwindigkeit den Durchmesser einer Lastfläche auf das n-fache, so vergrößert man lediglich den Längenmaßstab des Spannungsbildes, und die zu den beiden Lastflächen gehörigen Spannungsbilder sind, wie bereits gesagt, einander ähnlich. Die Ähnlichkeit erstreckt sich nicht bloß auf die durch den Druck in der Trockensubstanz des Ton-Wassergemenges geweckten, sondern auch auf die im Porenwasser desselben auftretenden Spannungszustände. Nun ändern sich mit dem Längenmaßstab bei unverändertem Kraftmaßstab die Gefällsverhältnisse, denn man hat durch n-fache Vergrößerung des Lastflächenhalbmessers die mittlere Länge des Sickerweges n-mal, den mittleren Durchflußquerschnitt n^2-mal und die Menge des überschüssigen Porenwassers n^3-mal vergrößert, ohne etwas an den Druckdifferenzen zu ändern. Die für das Zustandekommen einer bestimmten Setzung s_1 der beiden Lastflächen notwendigen Zeiträume verhalten sich demnach wie $1 : n$, die Maximalwerte $s_{1\infty}$ bzw. $s_{n\infty}$ der Setzungen wie $1 : n$ und die für das Zustandekommen eines bestimmten Bruchteiles dieser Maximalwerte erforderlichen Zeiten wie $1 : n^2$. Die Kenntnis dieser Beziehungen leistet bei der Beurteilung der Ergebnisse von Probebelastungen wertvolle Dienste. Bedeuten

T_1 die Länge des Zeitraumes, in dessen Verlauf sich eine Lastfläche mit einem mittleren Halbmesser 1 um den Betrag s_1 senkte,

T_n bzw. s_n die den Werten T_1 und s_1 entsprechenden Werte für eine ähnlich gestaltete Lastfläche mit einem mittleren Halbmesser n und

$s_{1\infty}$ bzw. $s_{n\infty}$ die Grenzwerte, welchen die Setzungen s_1 bzw. s_n im Laufe der Zeit zustreben,

so gilt wegen Formel 191 $s_{n\infty} = n\, s_{1\infty}$. Zwischen der Zeit und den Setzungsbeträgen bestehen angenähert die Beziehungen

$$T_n = n\, T \quad \text{für} \quad s_n = s_1 \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (195)$$

sowie

$$T_n = n^2\, T \quad \text{für} \quad s_n = s_1 \frac{s_{n\infty}}{s_{1\infty}} = n\, s_1 \ldots\ldots\ldots\ldots (196)$$

Beispiel. Bei dem in Fig. 48 durch eine vollausgezogene Schaulinie dargestellten Versuch wurde die Belastung des Baugrundes zunächst auf 1·8 *kg* pro *cm*² gesteigert und dann $T = 13$ Tage lang konstant erhalten. Im Laufe dieses Zeitraumes senkte sich die Last um $s_1 = 2{\cdot}8$ *cm*. Der Grenzwert s_∞, dem der Setzungsbetrag zustrebte, wird vom Verfasser auf 3·5 *cm* geschätzt. Die Lastfläche war quadratisch. Sie befand sich in einer Tiefe von 330 *cm* unter der Bodenoberfläche und ihre Abmessungen beliefen sich auf 95 × 95 *cm*. Der Baugrund bestand aus „weichem, feuchtem Ton" und war, wie in der Quelle[237]) hervorgehoben wird, unterhalb einer Tiefe von 330 *cm* homogen. Der Untergrund der Lastfläche gehörte infolgedessen in die Gruppe *B*. Man fragt nach den Setzungen, welche eine auf dem gleichen Untergrund ruhende Fundamentplatte mit einem Grundriß von 10 × 10 *m* unter dem Einfluß einer Einheitsbelastung von 1·8 *kg* pro *cm*² im Laufe der Zeit erfahren würde.

Nach Formel 195 würde das Zustandekommen einer Setzung von $s_n = 2{\cdot}8$ *cm* wegen $n = 1000 : 95 = 10{\cdot}5$ einen Zeitraum von $T_n = 13 \,.\, 10{\cdot}5 = 136$ Tagen beanspruchen. Im Zeitpunkt $T_n = 13 \,.\, n^2 = 1440$ Tage $= 3{\cdot}94$ Jahre beliefe sich die Setzung zufolge

[237]) H. Leonard, The weight of foundations. Engineering, 1875, II., S. 193.

Formel 196 auf $2{\cdot}8 \,.\, 10{\cdot}5 = 29{\cdot}4\ cm$ und würde einem Grenzwert von $s_{n\infty} = 3{\cdot}5 \,.\, 10{\cdot}5 = 36{\cdot}8\ cm$ zustreben. In der Tat hebt der Bericht hervor, daß die meisten auf dem „weichen feuchten Ton" stehenden Bauwerke bei einer Bodenbeanspruchung von etwa 1 *kg* pro cm^2 trotz der verhältnismäßig günstigen Ergebnisse der Belastungsproben im Laufe der Jahre bedeutende, unregelmäßige Setzungen erleiden.

C) Wenn die Oberfläche einer unter Wasser abgesetzten Tonschichte durch Hebung des Landes oder durch Senkung des Wasserspiegels trocken gelegt wird, so tritt der in Fig. 31 graphisch dargestellte und im 21. Abschnitt *g* theoretisch behandelte Fall ein. Es bildet sich eine feste Kruste, welche die unter ihr befindliche weichplastische oder flüssigplastische Masse vor rascher Austrocknung schützt. Derart „verkapselte" weiche Massen finden sich manchmal in aufgefüllten, trockengelegten Seebecken (Mulde zwischen Badgastein und Hofgastein, Mulde von Mallnitz südlich vom Tauerntunnel in Deutschösterreich, Mulde zwischen Kempten und Immenstadt[238]) in Südbayern) und in den Mündungsgebieten schlammführender Ströme. Im Porenwasser der verfestigten Kruste herrscht ein hydrostatischer Unterdruck, in jenem der tiefer gelegenen Bodenschichten ein hydrostatischer Überdruck oder ein hydrostatischer Druck Null. Das Porenwasser strömt aus dem Bereich des Überdruckes nach dem Bereich des Unterdruckes und die hydrodynamischen Spannungen sind noch im Ausgleich begriffen. Infolgedessen gehören die eben beschriebenen Bodenschichten in die Gruppe *C*.

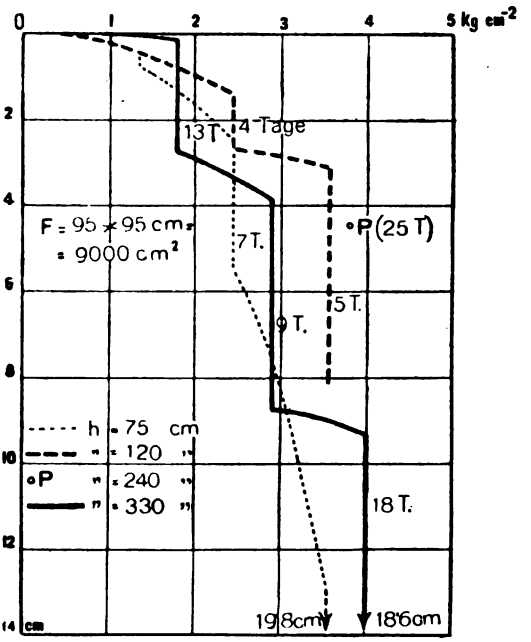


Fig. 48.

Die Tragfähigkeit der Baugründe der Gruppe *C* hängt nicht bloß von der Konsistenzform und den Eigenschaften des Bodens, sondern auch von dem Verhältnis zwischen den Abmessungen der Lastfläche und der Dicke der Kruste ab. Die Grenzbelastung kann daher nur dann halbwegs verläßlich eingeschätzt werden, wenn man vorher durch Bohrung und bodenphysikalische Untersuchung der Bohrproben festgestellt hat, wie sich die Konsistenzform des Bodens mit der Tiefe ändert. Dasselbe gilt für die Bettungsziffer.

g) Einfluß hydrographischer und klimatischer Faktoren auf die Setzung örtlich belasteter Schlamm- und Tonmassen. Unter diesem Titel sei eine Gruppe von Erscheinungen erwähnt, über deren physikalische Ursachen infolge der geringen Anzahl der veröffentlichten Beobachtungen vorläufig noch kein abschließendes Urteil gefällt werden kann. Der Verfasser stellte fest, daß sich die Geschwindigkeit der Zunahme der Setzungen einer am Goldenen Horn auf steif- bis weichplastischem Schlamm (Material V, Tabelle 19) fundierten Dampfkraftanlage (Gründung auf durchgehender Eisenbetonplatte) mit der Jahreszeit ändert. Die größte Setzungsgeschwindigkeit stellt sich in der Regel in der trockenen Jahreszeit, bei

[238]) Die Heubachbrücke zwischen Kempten und Immenstadt auf der kön. bayr. Süd-Nordbahn. Försters Bauzeitung, 1855, p. 269.

niedrigem Wasserstand der benachbarten offenen Gewässer, ein. In der Regenzeit sinkt die Setzungsgeschwindigkeit nahezu auf den Wert Null herunter. Ihr Mittelwert beträgt derzeit 3 bis 5 *cm* pro Jahr. Ingenieur Konrad[239]) berichtet, daß sich ein auf locker gelagertem, von Schlammlagen durchsetztem Sand fundierter Silo bei 90%iger Füllung der Zellen um 10 *cm* hob, als in dem einige hundert Meter vom Bauwerk entfernten Drau-Fluß Hochwasser eintrat. Bei Normalwasser befand sich der Grundwasserspiegel an der Baustelle 1·5 *m* unter der Geländeoberfläche. Noch merkwürdiger sind die Bodenbewegungen, die Konrad bei der Pfahlgründung eines Wasserturmes in Ora (Auer) im Etschtal, Italien, beobachtet hat. Der Baugrund bestand bis zu einer Tiefe von 18 bis 22 *m* unter der Oberfläche aus „weichem, lehmigem Schlamm", in den ein Stock ohne Mühe 1 *m* tief mit einer Hand eingepreßt werden konnte (weichplastische Konsistenzform). Im Winter 1916—1917 rammte man einige Pfähle so tief in den Boden, daß sich die Pfahlköpfe mit dem Terrain in gleicher Höhe befanden. Zwei Monate später ragten die Pfahlköpfe 12 *cm* aus dem Boden. Die Höhendifferenz zwischen den Köpfen von zwei 50 *m* voneinander entfernten, 1·2 *m* tief gerammten Probepfählen betrug am 1. Dezember 1917 0 *mm*, am 17. Jänner 1918 11 *mm*, am 5. März 7 *mm*, am 25. März 8·5 *mm* und am 4. April 4·7 *mm*. Aus Britisch-Guyana[240]) wurde berichtet, daß der Wechsel von Hitze und Feuchtigkeit die Hebung und Senkung von Gebäuden bewirkt, welche auf einer 8 *m* tiefen Schichte blauen, weichplastischen Tones fundiert sind. Die Bodenbeanspruchung soll sich im Mittel auf 0·35 *kg* pro cm^2 belaufen.

Der Verfasser vermutet, daß die eben beschriebenen Bodenbewegungen mit den jahreszeitlichen Schwankungen der Intensität des Kapillardruckes und den bei der Porenwasserverdunstung auftretenden hydrodynamischen Spannungserscheinungen zusammenhängen.

h) Die Tragfähigkeit erdiger Anschüttungen und gekrümelter Böden. Aus den in Tabelle 24 mitgeteilten Daten geht hervor, daß die Verdichtungsfähigkeit eines trockenen Lehmpulvers fünfmal so groß ist als jene eines dicht gelagerten Milchquarzpulvers und achtmal so groß als jene eines dicht gelagerten, rauhkörnigen Flußsandes. Die gewaltige Verdichtungsfähigkeit der Lehmpulver ist auf die Porosität und Brüchigkeit der Lehmkörner zurückzuführen, Eigenschaften, welche die Lehmkörner mit den Bodenkrumen und den Erdbrocken gemeinsam haben. Infolge der bedeutenden Verdichtungsfähigkeit der erdigen Anschüttungen ist die kritische Tiefe t_{krit} für diese Bodenarten nahezu gleich Null; die Bodenverdrängung erfolgt durch Verdichtung, die kontinuierliche Steigerung der Belastung führt keine ruckartige Lastsenkung herbei und die Grenzbelastung ist nach den für locker gelagerte Sande geltenden Gesichtspunkten zu beurteilen. Der Wert der Bettungsziffer ist je nach der Beschaffenheit und der Entstehungsgeschichte der Schüttung innerhalb viel weiterer Grenzen veränderlich als der Wert der Bettungsziffer der Sande. Die Bettungsziffer erdfeuchter, kolloidreicher Anschüttungen ist obendrein eine Funktion der Zeit. Sie ist am größten für gekrümelte Verwitterungsböden auf primärer Lagerstätte, am kleinsten für ungestampfte, erdige Anschüttungen und kann nur auf Grund der Ergebnisse einer Probebelastung eingeschätzt werden. Sie scheint ebenso wie die Bettungsziffer des Sandes von der Größe der Lastfläche halbwegs unabhängig zu sein.

i) Klassifizierung des Baugrundes für Flachgründung. Zusammenfassend kann man feststellen, daß die bei der örtlichen Belastung eines Baugrundes auftretenden Spannungs- und Setzungserscheinungen durch die relative Dichte des Bodens, den Grad seiner Durchlässigkeit und durch die im Porenwasser des Bodens herrschenden Druckverhältnisse weitaus entscheidender beeinflußt werden, als durch

---

[239]) Nach einer privaten Mitteilung seitens des Herrn Ingenieurs L. Leidl, Mitinhabers der Betonpfahlgesellschaft, Wien.

[240]) The settlement of a large building in British Guyana. Eng. Rec., Vol. 59, 1909, I, p. 244, nach L. P. Hodge, Proc. Inst. Civ. Eng.

die Beschaffenheit der festen Bestandteile des Bodens. Infolgedessen ist es unvermeidlich, bei der Klassifizierung des Baugrundes die eben aufgezählten Faktoren in erster Linie zu berücksichtigen. Der Verfasser schlägt die in Tabelle 42 wiedergegebene Einteilung der Böden in neun Bodenklassen vor. Tabelle 43 enthält eine auf dieser Klasseneinteilung fußende Übersicht über die Tragfähigkeit der Böden. Die Be-

Tabelle 42.

Gruppe (Spannungszustand des Porenwassers)	Feuchtigkeitsgrad G[241]) u. Durchlässigkeit	Klasse (Material u. relative Dichte D[242]) bzw. Konsistenzform[243])
A) Ungespannter Boden. (Hydrostatischer Überdruck im Porenwasser gleich oder nahezu gleich Null)	$G = 0 - 0{\cdot}5$, hochgradig oder minder durchlässig	I. Dicht gelagerte, künstliche, erdige Anschüttungen. $D = 0{\cdot}5 - 1$
	$G = 0 - 1$, jedoch hochgradig durchlässig	II. Dicht gelagerte Sande und Schotter. $D = 0{\cdot}5 - 1$
		III. Locker gelagerte Sande und Schotter. $D = 0 - 0{\cdot}5$
	$G = 1$. Minder durchlässig	IV. Gesättigter Feinsand, Mo oder Schluff (Schwimmsand)
	$G = 1$. Wenig durchlässig	V. Schlammablagerung mit Wasserbedeckung
B) Gleichmäßig gespannter Boden. (Hydrostatischer Unterdruck im Porenwasser, hydrodynamische Spannungen ausgeglichen)	$G = 1$. Wenig durchlässig	VI. Sehr weich- oder weichplastische Lehme und Tone
		VII. Steifplastische oder halbfeste Lehme und Tone
C) Ungleichmäßig gespannter Boden. (Hydrodynamische Spannungen im Ausgleich begriffen)	$G = 1$. Wenig durchlässig	VIII. Sehr weich- oder weichplastische Tonlager mit Austrocknungskruste, Schlammschichten
D) Gemischter Boden	$G = 0 - 1$. Schichten mit wechselnder Durchlässigkeit und wechselndem Ton- und Sandgehalt	IX. Geschichteter Boden

ziehungen, welche zwischen den Abmessungen der Lastfläche, dem Wert der Grenzbelastung und jenem der Bettungsziffer bestehen, sind für die Mitglieder jeder Bodenklasse in qualitativer Hinsicht identisch. Damit ist das Wesen des Systemes gekennzeichnet. Die den Klassenbezeichnungen beigesetzten, dem Text dieses Abschnittes entnommenen Formeln und Ziffern liefern die zur Deutung der Ergebnisse von Probebelastungen erforderlichen Anhaltspunkte.

[241]) Siehe S. 15.
[242]) Nach Formel 5 auf S. 12.
[243]) Nach Tabelle 7.

25. Abschnitt.

Die Tragfähigkeit gerammter Pfähle.

Die Tragfähigkeit der gerammten Pfähle ist das Ergebnis des Zusammenwirkens der am Pfahlmantel angreifenden Bodenreibung (Reibungswiderstand) und des Widerstandes des Bodens gegen zusätzliche Verdichtung (statischer Verdrängungswiderstand). Je nach der Beschaffenheit und der relativen Dichte des Untergrundes sowie je nach der beim Einbringen des Pfahles verwendeten Arbeitsmethode und der Rammtiefe überwiegt entweder der Reibungs- oder der Verdrängungswiderstand.

Die Tragfähigkeit der Pfähle soll ebenso wie die Tragfähigkeit des durch Flachgründung beanspruchten Bodens (24. Abschnitt) durch drei Ziffern beschrieben werden: Die Grenzbelastung q_g, die Proportionalitätsgrenze q_p und die Senkungsziffer c. Die Werte q_g und q_p beziehen sich auf die Flächeneinheit des mittleren Querschnittes F_m des im Boden steckenden Pfahlteiles und ihre physikalische Bedeutung ist durch die im 24. Abschnitt c (S. 234) enthaltenen Definitionen festgelegt. Die Senkungsziffer c bildet das Seitenstück zu der Bettungsziffer c des durch Flachgründung beanspruchten Bodens (Formel 175). Die Tragfähigkeit Q_g des Pfahles ist durch das Produkt $q_g\ F_m$ gegeben. Es gilt

$$Q_g = q_g\ F_m = F_m\,(q_{1g} + q_{2g})$$

worin q_{1g} den vom Verdrängungswiderstand und q_{2g} den von der Mantelreibung herrührenden Teil der Grenzbelastung bedeuten. Die zulässige Pfahlbelastung $Q_{zul} = q_{zul}\ F_m$ muß ebenso wie die zulässige Beanspruchung des Bodens für Flachgründung von Fall zu Fall auf dem Weg der Vereinbarung mit Rücksicht auf den Maximalwert der Setzungen gewählt werden, die man zuzulassen gedenkt.

Das verläßlichste Verfahren für die Bestimmung der Tragfähigkeit eines Pfahles besteht in der Probebelastung. Nachdem jedoch die Probebelastung umständlich und kostspielig ist, hat man zahlreiche Versuche unternommen, die Beziehung aufzudecken, die zwischen dem statischen Eindringungswiderstand des Pfahles und der Größe der durch das Aufschlagen des Rammbären bewirkten Eindringung besteht. (Formeln von Rankine, Eytelwein, Weisbach, Brix, Wellington usw.) Alle diese Versuche gehen stillschweigend von der Voraussetzung aus, daß der dynamische Eindringungswiderstand entweder mit dem statischen identisch sei oder daß er sich auf einen bestimmten, von der Bodenart unabhängigen Bruchteil des statischen Widerstandes belaufe. Nun beeinflussen jedoch die beim Rammen des Pfahles auftretenden Erschütterungen sowohl die Größe der Mantelreibung als auch jene des Verdrängungswiderstandes. Die relative Bedeutung dieser Einflüsse hängt vom Rammverfahren und von der Bodenbeschaffenheit ab. Obendrein hat man beim Rammen nicht bloß die Mantelreibung und den Verdrängungswiderstand, sondern auch alle jene Bodenwiderstände zu überwinden, deren Größe vornehmlich von der Geschwindigkeit der Formänderung des von der Wirkung des Rammschlages betroffenen Bodens abhängt und die man unter dem Sammelnamen dynamische Verdrängungswiderstände zusammenfassen kann. Diese Bodenwiderstände sind auf die unausgeglichenen Reibungsspannungen (15. Abschnitt c) und auf die Strömungswiderstände zurückzuführen, welche das bei der Bodenverdichtung aus dem Boden entweichende Porenwasser zu überwinden hat. In grobkörnigem und in lufthältigem, feinkörnigem Boden sind die zweitgenannten Widerstände verschwindend klein. Beim Durchrammen luftfreier Tonschichten können sie hingegen gewaltige Energieverluste verursachen. Dies geht aus folgenden, dem 21. Abschnitt c entnommenen Ziffern hervor:

Eine 4 *cm* starke, an seitlicher Ausdehnung verhinderte Tonschichte erfuhr unter dem Einfluß eines rasch aufgebrachten Druckes von 14·1 *kg* pro cm^2 eine Zusammendrückung um 0·258 *cm*. Die hiebei geleistete Arbeit belief sich auf etwa

$\frac{1}{2} . 14{\cdot}1 . 0{\cdot}258 = 1{\cdot}82\ kg\,cm$ pro cm^2. Im Laufe der nun folgenden Tage nahm der bei unveränderter Kolbenstellung gegen die Kolbenoberfläche wirkende Gegendruck des Tones von 14·1 auf 1·72 *kg* pro cm^2 ab (strichlierte Kurve C_1, Fig. 28). Bei äußerst langsamer Aufbringung des Druckes hätte die Dicke der Tonschichte bereits nach Aufwendung einer Arbeit von etwas mehr als $\frac{1}{2} . 1{\cdot}72 . 0{\cdot}258 = 0{\cdot}222\ kg\,cm$ von $4\,cm$ auf $4{\cdot}00 - 0{\cdot}258 = 3{\cdot}742\ cm$ abgenommen. Die Teilarbeit $1{\cdot}820 - 0{\cdot}222 = 1{\cdot}598\ kg\,cm$ wurde beim Auspressen des Porenwassers in Wärme verwandelt. Sie beläuft sich auf 87·8% der bei der Zusammendrückung der Tonschichte verausgabten Energie.

Ähnlich gestaltet sich die Energiebilanz beim Durchrammen luftfreier Tonschichten Auch bei diesem Vorgang wird der größte Teil der aufgewendeten Energie durch die Strömungswiderstände aufgezehrt. Beim Durchrammen von Sandschichten kommt dieser gewaltige, mit der Rammarbeit verbundene Energieverlust in Wegfall. Schon diese Tatsache allein genügt, den Versuch der Ableitung einer allgemein gültigen Rammformel zum Scheitern zu bringen. Eine solche Formel ist eben aus physikalischen Gründen nicht denkbar. Infolgedessen behandelt der Verfasser den dynamischen und den statischen Eindringungswiderstand der Pfähle gesondert und beschränkt sich darauf, den Einfluß zu zergliedern, den die Bodenbeschaffenheit auf das Verhältnis zwischen den beiden, in manchen Fällen grundsätzlich voneinander verschiedenen Widerstandsarten ausübt.

Nach erfolgter Niederschrift dieser Arbeit wurde der Verfasser mit dem Buch „Die Tragfähigkeit der Pfähle" von Dr. Ing. H. Dörr (Berlin, 1922) bekannt. Dörr teilt in seinem Buche eine Reihe wertvoller Beobachtungsergebnisse mit und kommt ebenso wie der Verfasser zu dem Ergebnis, daß die Bemühungen, eine allgemein gültige Beziehung zwischen der lebendigen Kraft des Rammbären, der Eindringungstiefe und dem statischen Eindringungswiderstand zu finden, hoffnungslos seien, weil eine solche Beziehung nicht existiert. Für ebenso hoffnungslos hält jedoch der Verfasser den von Dörr unternommenen Versuch, mit Hilfe der Engesserschen Erddrucktheorie[244]) die statische Tragfähigkeit der Pfähle einzuschätzen. In den einleitenden Abschnitten weist Dörr auf die hochgradige statische Unbestimmtheit des Problems hin. Nun liegt es im Wesen der statisch unbestimmten Systeme, daß die Größe der tatsächlich auftretenden Spannungen von der Art und der Größe der Formänderungen des beanspruchten Systemes abhängen. Dörr geht jedoch auf die Formänderungen des Bodens gar nicht ein; er greift vielmehr aus der unendlichen Anzahl der Kraftsysteme, welche den Gleichgewichtsbedingungen genügen, je ein Kraftsystem heraus und bezeichnet es als das richtige, ohne seine Wahl in einer den Leser überzeugenden Weise zu begründen. Auf diesem Weg kommt er zu dem Schluß, daß die Einbringungsart der Pfähle keinen Einfluß auf die Tragfähigkeit derselben haben könne, d. h. daß z. B. die Tragfähigkeit eines in den Sand gespülten und mit ein paar kräftigen Rammschlägen nachbehandelten Pfahles mit der Tragfähigkeit eines ohne Spülung in denselben Sand gerammten Pfahles identisch sei. (S. 26 der Dörrschen Schrift). Diese Behauptung ist mindestens gewagt und die von Dörr zur Bekräftigung derselben angeführten Beobachtungsergebnisse erfüllen keineswegs ihren Zweck. Für besonders beweiskräftig hält Dörr die von K. Bernhard festgestellte Tatsache, daß die Probebelastung zweier in vorgerammte Löcher eingepreßter Michaelis-Pfähle nahezu dieselben Ergebnisse lieferte, wie die Probebelastung vorgebohrter Pfähle gleicher Type[245]). Der gegen den Mantel eines langsam in den Boden eindringenden Pfahles wirkende Seitendruck läßt sich aus den Festigkeitsbeiwerten des durchrammten Materiales mit hinlänglicher Genauigkeit berechnen. Er beläuft sich je nach der Beschaffenheit des Rammgrundes auf das Zwei- bis Zwanzigfache des im ungestörten Boden herrschenden Seitendruckes

[244]) Fr. Engesser, Geometrische Erddrucktheorie, Z. f. Bauw. 1880, S. 189, sowie Ztschr. für Arch. u. Ing.-Wesen, 1908.

[245]) Zentralblatt der Bauverwaltung, 1922, S. 97.

(Werte u_2, Absatz *b* und Tabelle 45). Falls man nach erfolgter Rammung den Pfahl aus dem Boden zieht, bildet sich rings um das Loch ein Tragmantel (23. Abschnitt *c*), d. h. der Wert der im Boden herrschenden wagrechten Radialspannung sinkt an der Lochlaibung beinahe auf Null herunter. Wie prompt die Tragmantelbildung vor sich geht, wird u. a. durch die beim hydraulischen Bohren durch Sande und Tone auftretenden Erscheinungen in drastischer Weise dargetan. Die beim Bohren stattfindende Verschlämmung der Bohrlochwandungen genügt, um 200 bis 240 *m* tiefe, unverrohrte Bohrlöcher vor dem Eingehen zu bewahren[246]). Nachdem sich nun der Radialdruck an der Wand des gebohrten Loches ebenso wie an jener des gerammten vor der Einbringung des Preßbetons nahezu auf Null beläuft, so ist auch der auf den Mantel des erhärteten Preßpfahles wirkende Bodendruck von der Art der Herstellung des Bohrloches unabhängig. Damit erklären sich die von Bernhard gemachten Beobachtungen (vgl. Abs. *b*, S. 274). Es ist aber unzulässig, aus diesen Beobachtungen den Schluß zu ziehen, daß der gegen den Mantel des Vorschlagpfahles wirkende Seitendruck mit dem Druck identisch sei, den der Boden auf den Mantel des Preßbetonpfahles ausübt.

Die Tatsache, daß Dörr trotzdem zu einer solchen Schlußfolgerung gelangte, ist auf eine der a priori-Voraussetzungen seiner Theorie zurückzuführen. Diese Voraussetzung lautet: „Das Rammen erzeugt also in der Nähe des Pfahlmantels einen Zustand höherer innerer Spannung, als er in der weiteren Umgebung anzutreffen ist. Ein solcher Zustand ungleicher innerer Spannung muß als labil bezeichnet werden und kann unmöglich von Dauer sein. Der Spannungsausgleich in der ganzen umgebenden Masse muß notwendigerweise eintreten..... Nur im vollständig umschlossenen Raum, etwa zwischen Spundwänden, wird eine dauernde Verdichtung übrig bleiben können, aber auch hier nur, wenn gleichzeitig eine Belastung des Bodens von oben hinzukommt und so ein Ausweichen nach oben verhindert ist." (S. 25) Diese Ansicht bildet gewissermaßen den Kern der Dörrschen Theorie. Im Absatz *b* dieses Abschnittes zeigt jedoch der Verfasser, daß ein stabiler, d. h. dauernder Zustand örtlicher Spannungserhöhung nicht nur statisch möglich ist, sondern sogar eine unvermeidliche Folgeerscheinung des Rammens darstellt. Dieser Zustand bildet lediglich das statische Gegenstück zu der erfahrungsgemäß ebenfalls stabilen, örtlichen Spannungsverminderung, welche in Sandschüttungen oberhalb nachgebender Bodenklappen eintritt. Nach Dörr müßte sich auch diese Spannungsdifferenz im Laufe der Zeit ausgleichen, was aber bisher noch niemals beobachtet worden ist. Die von Bubendey erwähnte Erscheinung, daß die örtliche Verdichtung in manchen Tonböden zum Teil wieder verschwindet, „so daß nach einer Zeit von 1 bis 2 Tagen der Pfahl beim nochmaligen Aufwand derselben Arbeitsgröße in stärkerem Maß eindringt als das erstemal"[247]), erklärt sich zwanglos aus den hydrodynamischen Spannungen, die beim Rammen geweckt werden und im Laufe von 1 bis 2 Tagen einen teilweisen Ausgleich erfahren.

Aber auch die übrigen, von Dörr auf theoretischem Weg abgeleiteten Schlußfolgerungen erscheinen dem Verfasser nicht ganz unbedenklich, denn die theoretischen Überlegungen, die zu den Schlüssen führen, sind keineswegs einwandfrei. Dörr leitet die grundlegenden Formeln seiner Theorie aus dem Gleichgewicht eines zylindrischen Erdgewölbes ab und überträgt sie dann ohneweiters auf das Gleichgewicht der den Pfahl umgebenden Erdkuppel. Die Formeln enthalten als wichtigsten Faktor den natürlichen Böschungswinkel des durchrammten Erdreiches. Man kann unmöglich vom natürlichen Böschungswinkel einer bindigen Bodenart sprechen; das Wort hat keinen physikalischen Inhalt. Trotzdem hält Dörr an diesem Begriff fest. In den Rechnungsbeispielen 1 bis 6, 13 bis 15 und 17 bis 22 schätzt er den Wert des natürlichen Böschungswinkels der Materialien: Moorboden, halbflüssiger Letten, leichter Lehm, Lehm und Faulschlamm, grauer Letten und Mergel durchwegs auf $\varphi = 30^0$ ($tg\ \varphi = 0{\cdot}577$). Mit dieser Ziffer kann wohl nur die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes gemeint sein. Letztere liegt jedoch nach Tabelle 18 für kolloidreiche Bodenarten zwischen den recht weiten Grenzen von 0·23 und 0·50. Die

[246]) J. Bowman, Well-drilling Methods. Water-Supply Papers 257. Washington 1911.
[247]) Zentralblatt der Bauverwaltung, 1896, S. 533.

physikalischen Begleiterscheinungen des Kapillardruckes (Kohäsion und Adhäsion) werden trotz ihrer Bedeutung in der Dörrschen Abhandlung übergangen. Vollkommen unmotiviert ist der von Dörr für den Spitzenwiderstand eingeführte analytische Ausdruck (S. 10) und mit ihm die Schlußfolgerungen, welche die Beziehungen zwischen der Mantelreibung und dem Spitzenwiderstand betreffen.

Schließlich gibt Dörr zu, daß die „Annahme (einer geradlinigen Zunahme der spezifischen Pressung mit der Tiefe) nicht für alle Tiefen gelten kann,... weil sonst sehr bald zu große Flächendrücke sich ergeben" und daß man also in manchen Fällen „mit der Zunahme des Innendruckes nach dem hydraulischen Gesetz nur auf eine begrenzte Tiefe t_0 rechnen könne" (S. 23). Diese Tiefe t_0 ist offenbar identisch mit der vom Verfasser physikalisch definierten kritischen Tiefe t_{krit} (24. Abschnitt *c*, S. 233) und wesentlich kleiner als Dörr annimmt. Für $t > t_{krit}$ würde die Dörrsche Betrachtungsweise auch dann ihre Gültigkeit verlieren, falls sie für $t < t_{krit}$ zuträfe.

Aus den eben angedeuteten Gründen kann sich der Verfasser den Dörrschen Ansichten nicht anschließen und hält den von Dörr eingeschlagenen Weg für ungangbar. Die im 14. Abschnitt der Dörrschen Arbeit zutage tretende scheinbare Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung beweist wenig, weil die Werte der in den Formeln vorkommenden Koeffizienten nicht gemessen, sondern mit ziemlicher Willkür angenommen wurden. Falls man den Wert auch nur eines einzigen Koeffizienten annehmen kann, läßt sich die Richtigkeit jeder beliebigen Formel demonstrieren. Und daß die Wahl des Wertes für den natürlichen Böschungswinkel eines Letten, der sich mit dem Messer schneiden läßt, willkürlich ist, kann wohl nicht bezweifelt werden.

Dörr hat sich das Verdienst erworben, neuerdings mit Nachdruck auf die Unbrauchbarkeit der gebräuchlichen Rammformeln hingewiesen zu haben. Nur wäre ergänzend festzustellen, daß jeder Versuch, dem Problem der Tragfähigkeit mit den einfachen Hilfsmitteln der klassischen Erddrucktheorie beizukommen, notwendig fehlschlagen muß. Die Festigkeitseigenschaften des Bodens, die hydrodynamischen Spannungen und die unausgeglichenen Reibungsspannungen beeinflussen den im Rammgrund beim Einbringen des Pfahles auftretenden Spannungszustand und die zeitlichen Änderungen dieses Zustandes in so entscheidender Weise, daß man sie bei der theoretischen Behandlung des Problems der Tragfähigkeit unmöglich umgehen kann.

a) Die Beziehung zwischen dem dynamischen Eindringungswiderstand und der Wirkung des Rammschlages. Im nachfolgenden bedeuten:

R das Gewicht des Rammbären,
G das Gewicht des Pfahles in *kg*,
l die Länge des Pfahles in *cm*,
F den Querschnitt des Pfahles in cm^2,
t die Länge des im Boden steckenden Teiles des Pfahles (Rammtiefe) in *cm*,
s die durch das Herabfallen des Rammbären aus einer Höhe h bewirkte Eindringung des Pfahles in *cm*,
γ das spezifische Gewicht des Bodens,
γ_1 das spezifische Gewicht des Pfahlmateriales (Fichte 0·4—0·6, Kiefer 0·65, Lärche 0·62, Pechkiefer 0·78—1·03, Tanne 0·6; die Ziffern beziehen sich auf luftgetrocknetes Material),
E den Elastizitätsmodul des Pfahlmateriales in *kg* pro cm^2 (Kiefer und Fichte 90.000—110.000, im Mittel 100.000 *kg* pro cm^2),
Q_d den dynamischen Eindringungswiderstand,
Q_t den statischen Eindringungswiderstand oder die Grenzbelastung,
$\xi = \frac{Q_d}{Q_t}$ den Quotienten aus dynamischem und statischem Eindringungswiderstand, und
f die Ziffer der gleitenden Reibung zwischen dem Erdreich und dem Pfahlmantel.

Für letztere gibt Brennecke[248]) folgende Werte an:

Tannenholz geschnitten auf Schotter und Sand: trocken 0·4088, 0·5109;
naß 0·4106, 0·4985;
„ „ „ Wellsand trocken 0·6633, 0·7340;
naß 0·5787, 0·4793.

Die erste Ziffer jedes Ziffernpaares gibt die Ziffer der Reibung der Ruhe und die zweite jene der Reibung der Bewegung an.

Die lebendige Kraft des aus einer Höhe h herabfallenden Rammbären beträgt beim Aufschlagen desselben auf den Pfahlkopf Rh. Sie setzt sich nach der herkömmlichen Auffassung in nutzbringende und in verlorene Arbeit um. Die nutzbringende Arbeit beträgt $A_n = Q_d s$. Die in der Einleitung zu diesem Abschnitt als Beispiel angeführte, bei der Zusammendrückung einer Tonschichte aufgewendete Arbeit von 1·82 *kg cm* pro *cm*² wäre im Sinne dieser Auffassung zur Gänze als „nutzbringend" zu bezeichnen. Die verlorene Arbeit umfaßt: *A*) den beim Stoß auftretenden Energieverlust und *B*) die bei der elastischen Zusammendrückung des Pfahles geleistete Arbeit.

A) Der beim unvollkommen elastischen Stoß auftretende Energieverlust beläuft sich bekanntlich auf

$$A_1 = Rh - \frac{Rh}{(R+G)^2}\left[RG(1+n)^2 + (R-nG)^2\right] = \frac{RGh(1-n^2)}{R+G}$$

Der Wert des Koeffizienten n liegt zwischen den Grenzen von 0 (vollkommen unelastischer Stoß) und 1 (vollkommen elastischer Stoß) und kann für den Stoß zwischen dem Rammbären und einem Holzpfahl mit ½ angenommen werden.

B) Setzt man voraus, daß der Eindringungswiderstand bloß auf die Pfahlspitze wirkt, so ergibt sich für die bei der Zusammendrückung des Pfahles geleistete Arbeit der Ausdruck

$$A_2 = \frac{1}{2} Q_d \frac{Q_d}{F} \frac{l}{E} = \frac{1}{2} \frac{Q_d^2}{F} \frac{l}{E}$$

In Wirklichkeit greift die Resultierende des Eindringungswiderstandes nicht an der Pfahlspitze, sondern je nach der relativen Bedeutung der Mantelreibung in größerem oder kleinerem Abstand von der Pfahlspitze an. Dieser Umstand sei jedoch vernachlässigt.

Die vom Rammbären geleistete Arbeit Rh muß gleich sein der Summe aus der nutzbringenden und der verlorenen Arbeit. Die Arbeitsbilanz lautet demnach

$$Rh = A_n + A_1 + A_2 = Q_d s + \frac{RGh}{R+G}(1-n^2) + \frac{1}{2}\frac{Q_d^2}{F}\frac{l}{E} \quad . \quad (197)$$

Hieraus $$Q_d = \frac{F}{l} E\left[-s \pm \sqrt{s^2 + \frac{2Rh}{E}\frac{R+n^2G}{R+G}\frac{l}{F}}\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (198)$$

Nachdem der Eindringungswiderstand unter allen Umständen positiv sein muß, gilt nur das positive Vorzeichen. Setzt man in der Formel 198 $n = 0$ (vollkommen unelastischer Stoß), so erhält man den Ausdruck

$$Q_d = \frac{F}{l} E\left[-s + \sqrt{s^2 + \frac{2hR^2}{E(R+G)}\frac{l}{F}}\right]$$

Das ist die bekannte Redtenbachersche Formel.

Löst man die Gleichung 197 nach h, so findet man

$$h = s\frac{Q_d}{R}\frac{R+G}{R+n^2G} + \frac{1}{2}\frac{Q_d^2}{FR}\frac{l}{E}\frac{R+G}{R+n^2G} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (200)$$

[248]) Der Grundbau. 3. Aufl. Berlin 1906. S. 123.

Kreuter setzt $\frac{R+G}{R+n^2G}=1$ und $\frac{1}{2}\frac{Q_d^2}{FR}\frac{l}{E}\frac{R+G}{R+n^2G}=h_0$

Er nimmt demnach zum Unterschied von Redtenbacher vollkommen elastischen Stoß an. Seine Formel lautet

$$h=\frac{Q_d}{R}s+h_0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (201)$$

h_0 ist die Verlusthöhe. Kreuter bestimmt nun den Wert von h_0 durch einen Versuch, indem er die Eindringungen s_1 und s_2 mißt, welche der Rammbär beim Fallen durch Hubhöhen h_1 und h_2 erzeugt. Führt man s_1 und s_2 bzw. h_1 und h_2 in die Formel 201 ein, so erhält man zwei Gleichungen mit zwei Unbekannten, Q_d und h_0. Sie liefern

$$h_0=\frac{h_1s_2-h_2s_1}{s_2-s_1} \quad \text{und} \quad Q_d=R\frac{h_1-h_2}{s_1-s_2}$$

Schreibt man die Gleichung 201 in der Form

$$Rh=Q_d\left(s+\frac{R}{Q_d}h_0\right)$$

an und setzt $\frac{R}{Q_d}h_0$ gleich einer von den Größen R, Q_d und h_0 unabhängigen Konstanten c, sowie $Q_d=Q_t$, so erhält man

$$Q_t=\frac{Rh}{s+c} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (202)$$

Diese Formel ist unter dem Namen Wellingtons oder Engineering-News-Formel[248a]) bekannt und wird in den Vereinigten Staaten sehr häufig angewendet. Für einen mit der gewöhnlichen Ramme eingetriebenen Pfahl setzt man $c=2{\cdot}5$ *cm* und bei Verwendung einer direkt wirkenden Dampframme $c=0{\cdot}25$ *cm*. Für unsere Zwecke kommt diese Formel nicht in Betracht, denn die physikalischen Tatsachen wurden bei ihrer Ableitung in unzulässiger Weise vereinfacht.

Krapf[249]) ging bei seinen Untersuchungen von der Formel von Kreuter aus. Seine mit großer Sorgfalt durchgeführten Beobachtungen haben gezeigt, daß die zwischen s und h bestehende Beziehung tatsächlich in Übereinstimmung mit Formel 201 halbwegs linear ist, so daß man unter Anwendung gewisser Vorsichtsmaßregeln die Größe von h_0 im Versuchswege ziemlich verläßlich feststellen kann. Die bedeutenden Unterschiede, die sich zwischen dem nach Formel 201 berechneten Rammwiderstand Q_d und der durch Probebelastung festgestellten Grenzbelastung Q_t ergaben, führte er zum Teil auf die Unvollkommenheit der Elastizität des Stoßes, zum Teil auf Arbeitsverluste zurück, deren Größe von der Bodenbeschaffenheit abhängt. Er schlägt vor, diesen Unterschieden durch die Einführung eines Reduktionsfaktors σ Rechnung zu tragen. Er ersetzte die Kreutersche Formel durch

$$h=\sigma\frac{Q_t}{R}s+h_0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (203)$$

und fand, daß sich der Wert von σ in den von ihm studierten Fällen (Rammen in dem aus Moor, weichem Letten und anmoorigem Sand bestehenden Untergrund des österreichischen Rheinthal-Binnenkanales) je nach der Bodenart, in welcher der untere Teil des Pfahles seinen Halt fand, auf 3·03 (Laufletten) bis 1·49 belief.

Der Verfasser empfiehlt, den von Kreuter vernachlässigten, die Unvollkommenheit der Elastizität des Stoßes ausdrückenden Faktor trotz der Unsicherheit, mit der er behaftet ist, wieder in die Formel 201 einzuführen und die Formel selbst lediglich

[248a]) Engineering News 1888, S. 510, u. Trans. Am. Soc., Vol. XXVII, 1892.

[249]) Ph. Krapf, Formeln und Versuche über die Tragfähigkeit eingerammter Pfähle. Fortschr. der Ingenieurwiss. Zweite Gruppe, 12. Heft. Leipzig 1906.

zur Einschätzung der Größe des dynamischen Eindringungswiderstandes zu benützen. Der Wert des Stoßfaktors $\frac{R+G}{R+n^2G}$ liegt für $R=G$ je nach dem Grad der Elastizität des Stoßes zwischen den extremen Werten 1 (vollkommen elastischer Stoß) und 2 (vollkommen unelastischer Stoß). Für $n=0{\cdot}5$ beläuft er sich auf 1·6. Setzt man in der Formel 200 $n=0{\cdot}5$ und $\frac{R+G}{R+n^2G}=\frac{R+G}{R+0{\cdot}25\,G}=c$, so erhält man den Ausdruck

$$R\,h=Q_d\,s\,c+\frac{1}{2}\,\frac{Q_d^2}{F}\,\frac{l}{E}\,c=Q_d\,s\,c+R\,h_0 \quad \ldots\ldots \quad (204)$$

Hat man den Wert von h_0 im Versuchsweg bestimmt, so gilt

$$Q_d=\frac{R\,(h-h_0)}{s\,c} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (205)$$

Andernfalls berechnet sich Q_d aus der Formel 198. Diese lautet für $n=0{\cdot}5$

$$Q_d=\frac{E\,F}{l}\left[-s+\sqrt{s^2+\frac{2\,R\,h\,l}{E\,F\,c}}\,\right] \quad \ldots\ldots\ldots \quad (206)$$

Der dynamische Eindringungswiderstand beläuft sich in manchen Fällen (keineswegs in allen!) auf ein bestimmtes Vielfaches des statischen und man kann in diesen Fällen

$$Q_d=\xi\,Q_t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (207)$$

setzen. Führt man diesen Wert von Q_d, sowie den Stoßfaktor c in die Kreutersche Formel 201 ein, so erhält man

$$h=c\,\xi\,\frac{Q_t}{R}\,s+h_0$$

Der Faktor $c\,\xi$ entspricht dem Krapfschen Reduktionsfaktor σ, Formel 203. Bei den Krapffschen Versuchen betrug G im Mittel $0{\cdot}5\,R$. Wegen $\sigma=c\,\xi=3{\cdot}03$ bis 1·49 beläuft sich der Wert des Koeffizienten ξ für den von Krapff studierten Rammgrund auf 1·12 bis 2·28. Im Laufe der folgenden Untersuchungen wird man erkennen, daß der Wert ξ innerhalb viel weiterer Grenzen veränderlich ist.

Bisher wurde vorausgesetzt, daß der Pfahl zylindrisch sei. Bezeichnen

r_1 den oberen,

r_2 den unteren Halbmesser eines konischen Pfahles,

r den Halbmesser des Pfahles in einer Entfernung y vom oberen Pfahlende, und

F den Querschnitt des Pfahles an derselben Stelle,

so beläuft sich die bei der Zusammendrückung des vom Rammbären getroffenen Pfahles geleistete Formänderungsarbeit auf

$$A_2=\int_0^l\frac{1}{2}\,Q_d\,\frac{Q_d}{F}\,\frac{dl}{E}=\frac{Q_d^2}{2\,E}\int_0^l\frac{dl}{r^2\,\pi}=\frac{1}{2}\,\frac{Q_d^2}{r_1\,r_2\,\pi}\,\frac{l}{E}$$

Dieselbe Arbeit wird bei der Zusammendrückung eines zylindrischen Pfahles mit einem Halbmesser $r=\sqrt{r_1\,r_2}$ aufgewendet. Nachdem in der Formel 197 bloß das von der Deformationsarbeit herrührende Glied den Wert F als Faktor enthält, lassen sich die aus der Formel 197 abgeleiteten Ausdrücke 198 bis 207 nach erfolgter Substitution

$$F=F_m=r_1\,r_2\,\pi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (208)$$

auch auf konische Pfähle anwenden.

b) Das Schema der Bodenverdrängung. Um die relative Bedeutung der Faktoren kennen zu lernen, von denen die Größe des statischen Eindringungswiderstandes der Pfähle abhängt, entwarf der Verfasser das Schema Fig. 49, *a—c*. Dieses Schema stellt die Zustandsänderung dar, die der Boden bei der Eindringung eines Pfahles erfährt. Bei der Durchsinkung der obersten Bodenschichte (D, $t \leqq t_{krit}$) erfolgt die Bodenverdrängung nach Abschnitt 24 *c* durch Auftrieb und in den tiefer gelegenen Bodenschichten (C bis A, $t > t_{krit}$) lediglich durch Verdichtung.

Nachdem der Grad der Bodenverdichtung mit der Entfernung von der Pfahlachse (Raum C) bzw. von der Pfahlspitze (Raum A) abnimmt, äußert sich die Wirkung

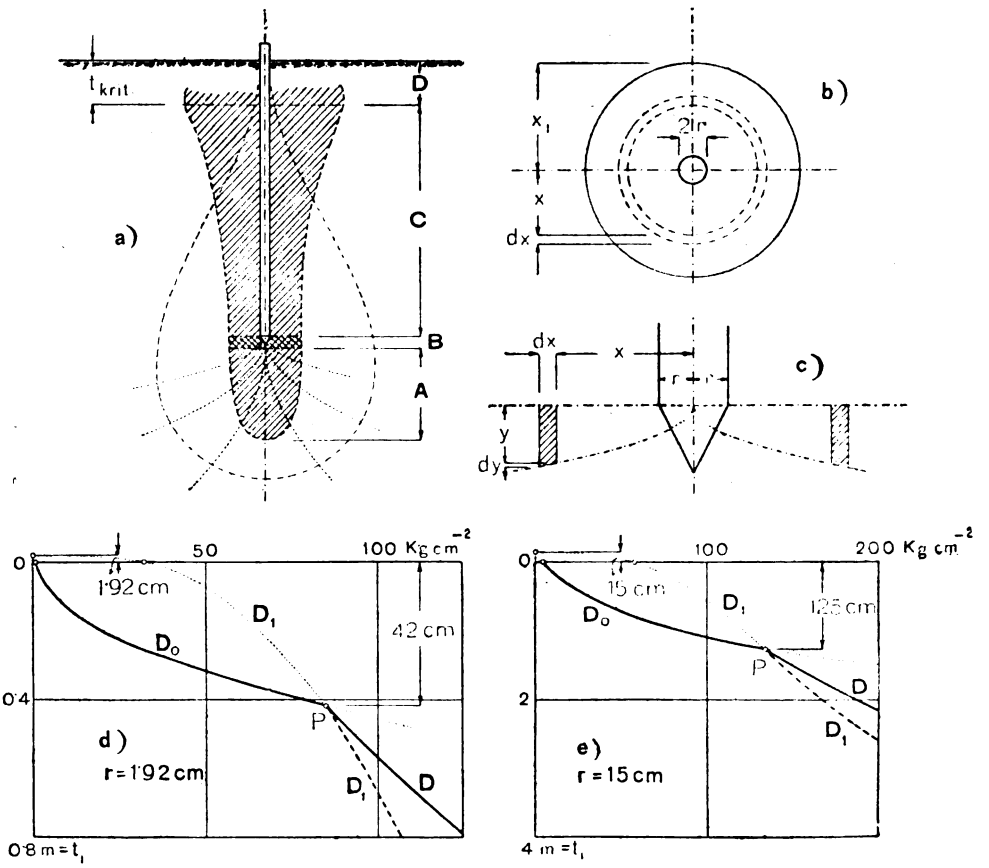


Fig. 49.

der Eindringung des Pfahles in der Bildung eines aus verdichtetem Boden bestehenden Mantels, welcher den Pfahl hülsenartig umgibt und nach unten hin kapselförmig geschlossen ist. Im Abschnitt A des Mantelbereiches erfährt der Boden eine Zusammenpressung in vorwiegend lotrechter Richtung. Modellversuche haben gezeigt, daß ursprünglich wagrechte Bodenschichten im Bereich A unterhalb der Pfahlspitze eine muldenförmige Einsenkung erfahren, deren Tiefe mit dem lotrechten Abstand zwischen Pfahlspitze und Bodenlage sehr rasch abnimmt. Diese Formänderung tritt nach erfolgter Durchrammung der Schichten in einer Schleppung der an den Pfahlmantel grenzenden Schichtköpfe in Erscheinung.

Im Abschnitt B geht die Durchlochung des Bodens vor sich. An der Pfahlspitze (untere Grenze des Abschnittes B) ist der Durchmesser des Loches gleich Null und an der Basis der Pfahlspitze (obere Abschnittsgrenze) hat er die Größe des Pfahldurch-

messers. Bei stumpf abgeschnittenen Pfählen wird die Pfahlspitze durch einen kegelförmigen Bodenkörper (Bodenkern) vertreten, der wie ein Keil auf den Boden einwirkt und das Bodenmaterial nach außen drängt. Eine Lochung des Bodens durch Verdrängung desselben aus dem Bereich B nach dem Bereich A ist höchstens im Anfangsstadium des Rammprozesses denkbar, denn sie führt im Gebiet der Pfahlspitze eine Bodenverdichtung herbei, deren Intensität ein gewisses Maß nicht übersteigen kann. Nach Erreichung dieses Grenzmaßes erfolgt die bei der Lochung stattfindende Bodenverdrängung lediglich durch Stoffwanderung in wagrechtem Sinn. Mit der seitlichen Bodenverdrängung ist auch das Kriterium Formel 176 für die Überschreitung der Grenzbelastung erfüllt und die Berechnung des Spitzenwiderstandes läuft auf die Berechnung des Druckes hinaus, welcher erforderlich ist, um die Bodenschichte B zu durchstanzen.

Im Abschnitt C spielt der Pfahl eine passive Rolle. Der bei der Durchstanzung des Bodens entstandene Verdichtungsmantel preßt auf die Oberfläche des Pfahles und die hiebei auftretende Reibung entlastet die Pfahlspitze. Der auf die Flächeneinheit des Pfahlmantels bezogene Seitendruck ist nahezu identisch mit dem wagrechten Radialdruck, welcher erforderlich ist, um eine im Boden bereits vorhandene, lotrechte Bohrung vom Durchmesser Null auf einen Durchmesser $2r$ auszuweiten.

Um die Größe des Radialdruckes zu berechnen, gehe man von der Tatsache aus, daß die in der Richtung der Pfahlachse gemessene Dicke der vom Pfahl durchsunkenen Bodenschichte durch den Verdrängungsprozeß keine nennenswerte Änderung erfährt. Das Ergebnis der Pfahleindringung besteht demnach in einem Bodenmantel, dessen Körperelemente bloß in wagrechtem Sinn eine Verkürzung erfahren haben. Unter diesen Verhältnissen kann man die Betrachtung mit hinreichender Annäherung auf den ebenen Spannungszustand beschränken (Spannungsebene senkrecht zur Pfahlachse).

Fig. 49 *b* stellt einen wagrechten Querschnitt durch den Verdichtungsmantel dar, welcher einen Pfahl mit einem Halbmesser r im Bereich C umgibt. Der im Mantelmaterial herrschende wagrechte Radialdruck nimmt in der Spannungsebene mit der Entfernung x von der Pfahlachse ab. Er beläuft sich für $x = r$ auf p_2 und nimmt für $x = x_2$ den Wert p_0 des wagrechten Seitendruckes an, der in der Bodenmasse vor der Eintreibung des Pfahles herrschte. Die Verdrängung des Bodens aus dem schraffierten, vom Pfahl ausgefüllten Raum erfordert eine vollständige Durchbewegung des verdrängten Bodens. und eine solche kann nach Abschnitt 22 *c* nur dann eintreten, wenn die kleinste Hauptspannung kleiner wird als das ζ_{II}-fache der größten. ζ_{II} ist der untere Grenzwert der Ziffer des aktiven Erddruckes. Er sei im folgenden kurz als ζ bezeichnet. Nachdem die Bodenverdrängung eine Zusammendrückung des Bodens in radialer und eine Streckung desselben in tangentialer Richtung bedingt, deckt sich die Richtung der größten Hauptspannung in der Figur mit der Richtung der Radien und jene der kleinsten mit der Richtung der Tangenten an die Kreise, welche im Querschnitt die Zylinderflächen darstellen. Das Gleichgewicht einer Zylinderschale mit einem Halbmesser x und einer Dicke dx ist nach Fig. 49 *b* an die Bedingung

$$\zeta\, p\, dx = (p + dp)\,(x + dx) - p\, x \quad \ldots\ldots\ldots \quad (209)$$

geknüpft. Hieraus ergibt sich die Differentialgleichung

$$\zeta\, p\, dx = x\, dp + p\, dx$$

Für $x = r$ wird $p = p_2$. Dadurch ist der Wert der Integrationskonstanten bestimmt und die Integration liefert

$$p = p_2 \left(\frac{x}{r}\right)^{\zeta - 1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (210)$$

Für $p = p_0$ wird $x = x_2$. Infolgedessen

$$x_2 = r\left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{1}{1-\zeta}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (211)$$

Die Formel 210 hat denselben Bau wie die Formel 149, welche die im Tragmantel einer zylindrischen Bohrung herrschende Spannungsverteilung beschreibt. Nur ist der Potenzexponent in Formel 210 wegen $\zeta < 1$ nicht positiv, sondern negativ. In der Nachbarschaft der Peripherie des Mantels ($x = x_2$) verliert die Formel 210 ebenso wie die Formel 149 ihre Gültigkeit, denn der Verdichtungsmantel geht nicht, wie es die Theorie verlangt, sprunghaft, sondern allmählig in die ihn umgebende, ungestörte Bodenmasse über.

Die durch den Radialdruck p_2 bewirkte Abnahme der Querschnittsfläche des vom Pfahl durchsunkenen Bodens beläuft sich voraussetzungsgemäß auf $r^2\pi$. Die Raumeinheit der Trockensubstanz des ungestörten Bodens beansprucht in einer Tiefe t unter der Bodenoberfläche einen Raum $1 + \varepsilon_0$. ε_0 gibt die Porenziffer des in einer Tiefe t unter der Bodenoberfläche lagernden, ungestörten Materiales an. Die Steigerung, welche der im ungestörten Boden in einer Tiefe t herrschende Seitendruck p_0 bei der Herstellung der Bohrung in einer Entfernung x von der Pfahlachse erfährt, beträgt $p - p_0$. Ein Zusatzdruck $p - p_0$ bewirkt wegen Formel 99 eine Abnahme der Porenziffer ε_0 des Bodens um

$$\Delta\varepsilon = \alpha \ln \frac{p + p_c}{p_0 + p_c}.$$

$\Delta\varepsilon$ gibt zugleich die Zusammendrückung an, die der Boden pro Raumeinheit der Trockensubstanz erfährt[249a]). Die Raumeinheit des natürlichen (von Hohlräumen durchsetzten) Bodens vermindert sich demnach um

$$\Delta w = \frac{\Delta\varepsilon}{1 + \varepsilon_0} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (212)$$

Da die Länge der lotrechten Seiten der Körperelemente des Verdichtungsmantels bei der Ausweitung der Bohrung voraussetzungsgemäß unverändert bleibt, stellt der Wert Δw die bezogene Abnahme des Flächeninhaltes der wagrechten Seitenflächen der Körperelemente dar. Von dieser Tatsache ausgehend, läßt sich der Prozeß der Bodenverdrängung angenähert durch die Gleichung

$$r^2\pi = \int_r^{x_2} 2\,x\,\pi\,\Delta w\,dx = \frac{2\,\pi}{1 + \varepsilon_0}\int_r^{x_2} \Delta\varepsilon\,x\,dx \quad \ldots\ldots \quad (213)$$

oder

$$r^2 = \frac{2\,\alpha}{1 + \varepsilon_0}\int_r^{x_2} x \ln \frac{p + p_c}{p_0 + p_c}\,dx \quad \ldots\ldots\ldots \quad (214)$$

Falls der Druck p_c im Vergleich zu p_0 klein ist, kann man ihn vernachlässigen und die Gleichung (214) geht über in

$$r^2 = \frac{2\,\alpha}{1 + \varepsilon_0}\int_r^{x_2} x \ln \frac{p}{p_0}\,dx$$

[249a]) Die Formel 99a wurde allerdings aus den Ergebnissen von Druckversuchen abgeleitet, bei denen die seitliche Ausdehnung des Bodens vollkommen verhindert war, während er in der Lochungszone eine Streckung in tangentieller Richtung erfährt. Nachdem es sich jedoch bei unseren Untersuchungen lediglich um die Feststellung der Größenordnung der im Boden auftretenden Spannungen handelt, wird dieser Umstand nicht berücksichtigt.

Führt man in diese Gleichung den Wert p, Formel 210 ein, so erhält man

$$r^2 = \frac{2\,\alpha}{1+\varepsilon_0}\int_r^{x_2} x\,ln\left[\frac{p_2}{p_0}\left(\frac{x}{r}\right)^{\zeta-1}\right]dx = \frac{2\,\alpha}{1+\varepsilon_0}\left[ln\,\frac{p_2}{p_0 r^{\zeta-1}}\int_r^{x_2} x\,dx + (\zeta-1)\int_r^{x_2} x\,ln\,x\,dx\right]$$

Der Wert x_2 ist durch die Formel 211 gegeben. Setzt man

$$\frac{p_2}{p_0} = u_2 \quad \text{und} \quad \frac{1}{1-\zeta} = k_2,$$

so erhält man aus obiger Gleichung durch Integration den Ausdruck

$$u_2^{2k_2} - 2k_2\,ln\,u_2 - \left[1 + \frac{2k_2(1+\varepsilon_0)}{\alpha}\right] = 0 \quad \ldots\ldots \quad (215)$$

Falls der Wert p_c in Gleichung 214 nicht vernachlässigt werden kann, so stößt man bei dem Versuch, diese Gleichung zu integrieren, auf Schwierigkeiten. Um den Schwierigkeiten auszuweichen, ersetze man den Wert $\Delta\varepsilon$ in Gleichung 213 durch

$$\Delta\varepsilon = a_0(p - p_0) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (216)$$

worin a_0 die mittlere Verdichtungsziffer des Bodens bedeutet. Diese Substitution hat bereits im IV. Hauptstück, bei der Behandlung der hydrodynamischen Spannungserscheinungen, wertvolle Dienste geleistet. Allerdings kann die Verdichtungsziffer nach S. 141 bloß für verhältnismäßig kleine Druckintervalle als konstant betrachtet werden, denn sie ist eine Funktion des Druckes. Um den Fehler, den die Annahme eines konstanten Mittelwertes verursacht, einigermaßen auszugleichen, wird die Verdichtungsziffer a_0 nicht dem in einer Tiefe t herrschenden Seitendruck $p_0 = \zeta_0\,\gamma\,t$, sondern dem Bodendruck $p_t = \gamma\,t$ zugeordnet. Im zentralen Teil des Verdichtungsbereiches ist die wahre Verdichtungsziffer kleiner und im peripherischen Teil größer als a_0. In der Tat ist der Unterschied zwischen den Ergebnissen der strengeren Methode (Gleichung 215) und den Ergebnissen der mit Hilfe der angedeuteten Substitution durchgeführten Rechnungen verhältnismäßig geringfügig. Die Substitution ergibt

$$r^2 = \frac{2\,a_0}{1+\varepsilon_0}\int_r^{x_2}(p-p_0)\,x\,dx = \frac{2\,a_0}{1+\varepsilon_0}\int_r^{x_2}\left[p_2\left(\frac{x}{r}\right)^{\zeta-1} - p_0\right]x\,dx.$$

Hieraus durch Integration

$$u_2^{2k_2} - 2\,k_2\,u_2 - \frac{1+\varepsilon_0 - a_0\,p_0}{a_0\,p_0}\cdot\frac{1+\zeta}{1-\zeta} = 0 \quad \ldots\ldots \quad (217)$$

worin $u_2 = \frac{p_2}{p_0}$ und $k_2 = \frac{1}{1-\zeta}$.

Aus den Gleichungen 215 und 217 geht die wichtige Tatsache hervor, daß der Wert u_2 und mit ihm die Größe des gegen den Pfahlmantel wirkenden Druckes von der Länge des Pfahldurchmessers unabhängig ist.

Zieht man den Pfahl aus dem Boden heraus, so erfährt der durchrammte Boden eine elastische Ausdehnung. Die im Bereich des Verdichtungsmantels herrschenden Tangentialspannungen nehmen zu und die Radialspannungen ab. Der Verdichtungsmantel verwandelt sich in einen Tragmantel, dessen Spannungszustand dem in Fig. 40 *c* dargestellten Spannungszustand ähnelt, und der Druck p_2 sinkt beinahe auf den Wert Null herunter. Falls der Schwellbeiwert des durchrammten Materiales klein ist und das Material obendrein eine gewisse Kohäsion besitzt, erfährt der Durchmesser des Bohrloches beim Herausziehen des Pfahles lediglich eine geringfügige Verkürzung und das Bohrloch bleibt offen (siehe S. 265, Erfahrungen beim hydraulischen Bohren durch Sande und Tone). Dieser

Umstand liefert einen wertvollen Anhaltspunkt für den Vergleich zwischen der Tragfähigkeit gerammter, vorgerammter und vorgebohrter Pfähle. Wenn man einen Pfahl dadurch herstellt, daß man ein durch Rammen eines Vorschlagpfahles hergestelltes Loch mit Beton ausstampft, so kann sich seine Tragfähigkeit nur dann von der Tragfähigkeit eines vorgebohrten Pfahles unterscheiden, wenn der durchrammte Boden aus Ton oder hochkolloidalem Schlamm bestand. In diesem Fall bildet sich nämlich nach erfolgtem Zurückziehen des Vorschlagpfahles eine die Bohrung umgebende Zone hydrostatischen Unterdruckes (vgl. 23. Abschnitt *d*). Der Unterdruck beläuft sich an der Lochlaibung auf $p_2' < p_2$ und nimmt in radialer Richtung rasch ab. Falls man nun das Loch sofort nach erfolgtem Zurückziehen des Vorschlagpfahles mit Beton verfüllt, so nimmt der auf den Pfahlmantel wirkende, durch die Stampfarbeit erzeugte Anfangsdruck im Laufe der Zeit zu und der Zusatzdruck erreicht nach Ablauf einer Zeit $T = \infty$, d. h. nach erfolgtem Ausgleich der hydrodynamischen Spannungen, den Wert p_2'. Besteht hingegen der Rammgrund aus verhältnismäßig durchlässigem Material, so vollzieht sich die elastische Ausdehnung des Verdichtungsmantels, bevor man noch mit dem Betonieren beginnt, und der Druck, der nach erfolgtem Abbinden des Betons auf den Pfahlmantel wirkt, ist ebenso groß, wie wenn das Loch durch Bohrung hergestellt worden wäre.

Allerdings erzeugt das Rammen des Vorschlagpfahles im Pfahlbereich eine Bodenverdichtung. Nachdem jedoch diese Verdichtung weder den Spitzenwiderstand, noch den Manteldruck beeinflußt, kann sie auch nicht erhöhend auf die Tragfähigkeit des Preßpfahles wirken. Sie ändert lediglich die Beschaffenheit des zwischen den Preßpfählen befindlichen Erdreiches. Die Richtigkeit dieser Schlußfolgerung wird durch das von Bernhard beobachtete, auf S. 264 beschriebene Verhalten der Spandauer Michaelis-Pfähle bestätigt.

Bei der Ableitung der Gleichungen 215 und 217 wurde vorausgesetzt, daß sich der vom Pfahlmantel ausgehende, auf den Rammgrund wirkende Seitendruck senkrecht zur Pfahlachse durch den Boden fortpflanze. Dieser Umstand kennzeichnet die im Raum *C* herrschende Druckverteilung. Bei der im Abschnitt *B* erfolgenden Lochung des Bodens verteilen sich jedoch die Drücke von der Pfahlspitze ausgehend nicht bloß durch die Zone *B*, sondern auch durch den nach unten hin unendlich ausgedehnten Raum *A*. Für die Bodenverdrängung kommen aus den bereits angegebenen Gründen bloß die wagrechten Komponenten der in der Zone *B* herrschenden Drücke in Betracht. Die Wirkung der lotrechten Komponenten beschränkt sich auf die Verdichtung des im Raum *A* befindlichen Bodens und die von ihnen geleistete Arbeit tritt in der bereits erwähnten Verbiegung ursprünglich wagrechter Bodenlagen in Erscheinung.

Die eben geschilderte „Streuung" der von der Pfahlspitze ausgehenden Drücke muß auch bei der Berechnung des Lochungswiderstandes berücksichtigt werden. Fig. 49 *c* stellt einen durch die Pfahlachse geführten Längsschnitt durch eine Zylinderfläche mit dem Halbmesser $x > r$ dar, deren Achse mit der Pfahlachse identisch ist, deren oberer Rand an der Grenze zwischen den Bereichen *B* und *C* liegt und dessen Höhe y beträgt. y sei klein im Verhältnis zu x. Auf die Flächeneinheit der Zylinderfläche wirkt von innen her ein wagrechter Radialdruck p. Der gesamte auf die Ringfläche wirkende Normaldruck beträgt demnach $2\,x\,\pi\,y\,p$. In einem Abstand $x + dx$ von der Pfahlachse verteilt sich der Druck infolge der Streuung über eine Zylinderfläche von der Höhe $y + dy$. Der im Bereich x bis $x + dx$ wirksame Tangentialdruck beläuft sich, wie bei der Ableitung der Gleichung 209 gezeigt wurde, auf $\zeta\,p$. Das Gleichgewicht des Hohlzylinders ist an die Bedingung

$$(p + dp)\,(x + dx)\,(y + dy) - x\,p\,y = \zeta\,p\,y\,dx$$

geknüpft. Hieraus

$$p\,dx + x\,dp + p\,x\frac{dy}{y} = \zeta\,p\,dx \quad \ldots\ldots\ldots \quad (218)$$

Um diese Differentialgleichung auflösen zu können, muß man das Schema der Bodenverdrängung durch eine dem Wesen des Verdrängungsvorganges angemessene Annahme über die Beziehung $y = f(x)$ ergänzen, welche zwischen den Werten x und y besteht. Zu diesem Zweck greife man auf die Bewegungsbilder Fig. 46 zurück. Fig. 46 *a* zeigt die Kornbewegungen, die unterhalb einer Lastfläche bei Bodenverdrängung durch Verdichtung auftreten. Die von den Bodenkörnern beschriebenen Bahnen verlaufen ähnlich wie die theoretischen Kraftlinien im Untergrund einer kreisförmigen Lastfläche. Sie haben unmittelbar unterhalb der Lastfläche nahezu lotrechte Tangenten und streben nach untenhin fächerförmig auseinander. Die von kreisringförmigen Flächenelementen des untersten Pfahlquerschnittes ausgehenden Kraftlinien bilden Rotationsflächen, die steil ansetzen und mit zunehmendem Achsabstand immer flacher werden. Diese Tatsache kennzeichnet die im Bereich der Pfahlspitze herrschende Druckverteilung und liefert einen Anhaltspunkt für die zu treffende Wahl der Funktion $y = f(x)$. Der Verfasser entschied sich für

$$y = C\sqrt{x} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (219)$$

Hieraus

$$\frac{dy}{dx} = \frac{C}{2\sqrt{x}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (219\,a)$$

Für $x = r$ und $y = 2r$ ist $\frac{dy}{dx} = 1$. Führt man die Werte 219 und 219 *a* in die Gleichung 218 ein, so erhält man

$$\frac{3}{2}\,p\,dx + x\,dp = \zeta\,p\,dx$$

und

$$\int\frac{dp}{p} = (\zeta - 1{\cdot}5)\int\frac{dx}{x}.$$

Für $x = r$ wird $p = p_1$ und für $x = x_1$ gilt $p = p_0$. Unter dieser Voraussetzung liefert die Integration die Ausdrücke

$$p = p_1\left(\frac{r}{x}\right)^{1{\cdot}5-\zeta} \text{ und } x_1 = r\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{1}{1{\cdot}5-\zeta}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (220)$$

Durch die Formeln 220 ist die im Verdichtungsmantel in der Höhe der Pfahlspitze herrschende Druckverteilung festgelegt. An der Grenze zwischen den Abschnitten *B* und *C* muß sich die durch den Radialdruck p_1 bewirkte Verminderung des Querschnittes der Sandmasse auf $r^2\pi$ belaufen. Es gilt demnach für den Grenzquerschnitt die Beziehung

$$r^2\pi = \int_r^{x_1} 2\pi\,x\,\Delta w\,dx = \frac{2\pi}{1+\varepsilon_0}\int_r^{x_1}\Delta\varepsilon\,x\,dx.$$

Diese Gleichung ist identisch mit der Formel 213. Die Gleichungen 220 unterscheiden sich von den Gleichungen 210 und 211 nur dadurch, daß an der Stelle des Wertes $1 - \zeta$ der Wert $1{\cdot}5 - \zeta$ steht. Die Grenzbedingungen sind dieselben. Man kann infolgedessen die Lösung der Gleichungen ohneweiteres anschreiben. Sie lauten

$$u_1^{2k_1} - 2\,k_1\,ln\,u_1 - \left[1 + \frac{2\,k_1(1+\varepsilon_0)}{a}\right] = 0 \quad \ldots\ldots \quad (221)$$

bzw.

$$u_1^{2k_1} - 2\,k_1\,u_1 - \frac{1+\varepsilon_0 - a_0 p_0}{a_0 p_0}\cdot\frac{0{\cdot}5+\zeta}{1{\cdot}5-\zeta} = 0 \quad \ldots\ldots \quad (222)$$

worin $u_1 = \frac{p_1}{p_0}$ und $k_1 = \frac{1}{1{\cdot}5-\zeta}$.

Der zu einer gegebenen Rammtiefe t_1 gehörige Wert p_1 ist wesentlich größer als der zu der gleichen Tiefe gehörige Wert p_2. Infolgedessen erfährt der Boden nach erfolgter Lochung in der Nachbarschaft des Pfahles eine allerdings geringfügige elastische Ausdehnung, während er in den peripherischen Teilen des Verdichtungsmantels eine zusätzliche Zusammendrückung erleidet, und der gegen den Pfahlmantel wirkende Druck dürfte daher etwas kleiner sein als der auf theoretischem Weg ermittelte Druck p_2.

c) Die kritische Tiefe und der statische Eindringungswiderstand. Im folgenden bedeuten:

γ das spezifische Gewicht des trockenen Bodens,
γ_1 das um den hydrostatischen Auftrieb verminderte spezifische Gewicht des im Grundwasserbereich befindlichen Bodens,
ζ_0 die Ziffer des Ruhedruckes,
ζ der untere Grenzwert der Ziffer des aktiven Erddruckes,
f die Ziffer der Reibung der Ruhe zwischen dem Pfahlmantel und dem Boden,
t_1 die Rammtiefe (lotrechter Abstand zwischen der Bodenoberfläche und der Grenze zwischen den Bereichen B und C, Fig. 49 *a*),
r_1 den Halbmesser des Pfahles in der Höhe der Bodenoberfläche,
r_2 den unteren Halbmesser des Pfahles,
$F = r_2^2 \pi$ den Querschnitt des unteren Pfahlendes,
$F_m = r_1 r_2 \pi$ den mittleren Querschnitt des im Boden steckenden Teiles des Pfahles,
$p_0 = \zeta_0 \gamma t$, bzw. $\zeta_0 \gamma_1 t$ den in einer Tiefe t, und
$p_{01} = \zeta_0 \gamma (t_1 + r_2)$, bzw. $\zeta_0 \gamma_1 (t_1 + r_2)$ den in einer Tiefe $t_1 + r_2$ im ungestörten Boden herrschenden Seitendruck,
p_k das Druckäquivalent der Konsistenzform des Bodens,
$p_1 = u_1 p_0$ den an der Grenze zwischen den Bereichen B und C auf die Flächeneinheit des Pfahlmantels wirkenden Seitendruck,
$p_2 = u_2 p_0$ den in einer Tiefe $t > t_{krit}$ auf die Flächeneinheit des Pfahlmantels wirkenden Seitendruck,
q_g die Grenzbelastung des Pfahles pro Flächeneinheit des mittleren Pfahlquerschnittes F_m,
q_{1g} den vom Verdrängungswiderstand,
q_{2g} den von der Mantelreibung herrührenden Teil der Grenzbelastung,
$Q = q_g F_m$ die Tragfähigkeit des Pfahles.

Es sei zunächst angenommen, daß der Pfahl zylindrisch sei ($r_1 = r_2 = r$). Der Sitz des statischen Verdrängungswiderstandes befindet sich ebenso wie der Sitz des Verdrängungswiderstandes bei Flachgründung ungefähr in einer Tiefe $t_1 + r$ unter der Oberfläche des Bodens. Nachdem die Mantelreibung bei geringer Rammtiefe ($t_1 < t_{krit}$) klein ist, kann man sie vernachlässigen und die Grenzbelastung dem Spitzenwiderstand q_{1g} gleichsetzen. An der Grenze zwischen den Bereichen B und C (Fig. 49 *a*) herrscht in der unmittelbaren Nachbarschaft der Pfahlspitze ein wagrechter Seitendruck $p_1 = u_1 p_0$. Der Wert p_0 gibt den Seitendruck an, der im Boden an derselben Stelle vor dem Einrammen des Pfahles geherrscht hat und beläuft sich demnach auf $\zeta_0 \gamma (t_1 + r)$. Um nun die Größe des dem Seitendruck p_1 zugeordneten Spitzenwiderstandes q_{1g} einzuschätzen, greife man auf das Schema Fig. 47 zurück. Die Fläche $a\,b\,c\,d$ entspricht im vorliegenden Fall dem unteren Pfahlende und der durch den Pfahl belastete Kern $c\,d\,e\,f$ übt im Sinne unserer Voraussetzung auf die Innenfläche $c\,e - d\,f$ des ihn umgebenden Ringes den Seitendruck $p_1 = u_1 p_0$ pro Flächeneinheit aus. Dieser Seitendruck verhält sich bei der Bodenverdrängung durch Verdichtung zu dem von der Fläche $c\,d$ lotrecht nach unten ausgeübten Einheitsdruck q_{1g} ebenso wie der untere Grenzwert des aktiven Seitendruckes zum Bodendruck (22. Abschnitt *c*). Infolgedessen gilt die Beziehung $p_1 = \zeta q_{1g}$, oder

$$q_{1g} = \frac{p_1}{\zeta} = u_1 \frac{\zeta_0}{\zeta} \gamma t_1 \left(1 + \frac{r_2}{t_1}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (223)$$

worin ζ die im 22. Abschnitt mit ζ_{II} bezeichnete Ziffer des unteren Grenzwertes des aktiven Seitendruckes bedeutet. Der Wert u_1 ist durch die Gleichungen 221 bzw. 222 bestimmt.

Die Verbiegungen, welche die Bodenschichten bei der Lochung erfahren, lassen erkennen, daß der Vorgang der Bodenverdrängung nicht so einfach ist, als er nach dem Schema Fig. 47 sein sollte. Ursprünglich wagrechte Bodenschichten erfahren bei der Steigerung der Pfahlbelastung nicht bloß eine Streckung in wagrechtem Sinn, sondern auch eine Durchbiegung nach unten. Da jedoch eine ausgiebige Streckung einer Bodenschichte nach Abschnitt 22 *c* erst dann stattfinden kann, nachdem der Druck in der Streckrichtung auf das ζ-fache des in der Verkürzungsrichtung wirkenden Druckes abgenommen hat, ist der wirkliche Vorgang dem Wesen nach mit dem schematischen identisch.

Schwerwiegender scheint der Umstand zu sein, daß die untere Begrenzungsfläche des Pfahlendes nicht wie im Schema Fig. 47 eben, sondern konisch ist. Um die Wirkung dieses Umstandes kennen zu lernen, bestimmte der Verfasser im Versuchsweg die Tragfähigkeit wagrecht begrenzter Gründungskörper sowie jene von konisch auslaufenden Zylindern. Aus den in Fig. 43 dargestellten Versuchsergebnissen scheint jedoch hervorzugehen, daß die Gestalt der unteren Begrenzungsfläche keinen nennenswerten Einfluß auf die Tragfähigkeit des Gründungskörpers ausübt.

Bei Flachgründung, d. h. für Rammtiefen von $t < t_{krit}$, gilt nach Formel 179 *a* für den Sand (Grenzbelastung eines Gründungskörpers mit kreisrundem Querschnitt und einer Gründungstiefe $t < t_{krit}$)

$$q_{tg} = q_{0g}\left[1 + \frac{t_1}{r} + 0{\cdot}25\left(\frac{t_1}{r}\right)^2\right] = \frac{2\gamma r}{\zeta^2}\left[1 + \frac{t_1}{r} + 0{\cdot}25\left(\frac{t_1}{r}\right)^2\right] \quad . \quad (179\,a)$$

Für $t = t_{krit}$ ist p_g (Formel 223) $= p_{gt}$ (Formel 179 *a*). Es gilt infolgedessen

$$\frac{u_1 \zeta_0 \gamma r}{\zeta}\left(1 + \frac{t_{krit}}{r}\right) = \frac{2\gamma r}{\zeta^2}\left[1 + \frac{t_{krit}}{r} + 0{\cdot}25\left(\frac{t_{krit}}{r}\right)^2\right]$$

oder $$\left(\frac{t_{krit}}{r}\right)^2 - 4{\cdot}00\left(\frac{t_{krit}}{r}\right)\left(\frac{1}{2}u_1\zeta_0\zeta - 1\right) - 4{\cdot}00\left(\frac{1}{2}u_1\zeta_0\zeta - 1\right) = 0.$$

Nachdem der Beiwert p_c des Sandes (Gleichung 99 *a*) für kleine Werte von p_0 nicht vernachlässigt werden kann, muß man den Wert u_1 mit Hilfe der Gleichung 222 berechnen, wobei für p_0 der Wert $\zeta_0 \gamma (t_{krit} + r)$ einzuführen ist. Aus Tabelle 45 geht hervor, daß der Wert des Koeffizienten u_1 für den Sand mit zunehmender Tiefe anfangs rasch und dann immer langsamer abnimmt. Vergrößert man den Halbmesser r des Pfahles, so rückt der Mittelpunkt der Lochungszone B nach unten; der Wert u_1 wird kleiner und mit ihm auch der Wert des Quotienten $t_{krit} : r$. Für $u_1 = \frac{2}{\zeta_0 \zeta}$ wird $t_{krit} = 0$. Die Länge des Halbmessers der Lastplatte, für deren Untergrund die Voraussetzung $t_{krit} = 0$ zutrifft, sei als kritischer Halbmesser r_{krit} bezeichnet. Der Wert r_{krit} ist durch die Gleichung 222 in Verbindung mit der Bedingung $u_1 = \frac{2}{\zeta_0 \zeta}$ festgelegt und läßt sich am raschesten auf graphischem Weg ermitteln. Für Lastplatten mit einem Halbmesser $r > r_{krit}$ haben die im 24. Abschnitt abgeleiteten Formeln keine Gültigkeit und die für Bodenverdrängung durch Auftrieb charakteristische Gleitflächenbildung unterbleibt auch dann, wenn die Lastplatte auf dicht gelagertem Sand aufruht. Bei lockerer Lagerung des Sandes ist r_{krit} sehr klein. Infolgedessen zeigt das Bewegungsbild Fig. 46 a die Merkmale einer Bodenverdrängung durch Verdichtung, trotzdem der Lastflächenhalbmesser klein und die Gründungstiefe gleich Null ist.

Die durch Gleichung 222 bestimmte Größe u_1 ist eine Funktion von t_{krit} und läßt sich nicht in geschlossener Form darstellen. Man ist infolgedessen genötigt, die kritische Tiefe auf graphischem Weg zu ermitteln, indem man in einem Diagramm die durch die Formeln 221 und 179 *a* ausgedrückten Beziehungen durch Schaulinien wiedergibt. Die kritische Tiefe ist durch den lotrechten Abstand zwischen der Bodenoberfläche und dem Schnittpunkt der beiden Schaulinien gegeben.

Beispiel. Fig. 49 *d* zeigt die Schaulinie der Grenzbelastung für einen Pfahl mit einem Halbmesser $r = 1{\cdot}92$ und Fig. 49 *e* die Grenzbelastungskurve für einen Pfahl mit einem Halbmesser $r = 15\ cm$ (vollausgezogene Kurven). Beide Schaulinien beziehen sich auf einen aus rauhkörnigem Flußsand bestehenden Rammgrund. (Die Beschreibung dieses Sandes findet sich in Tabelle 39, Nr. 2, Versuche Solakian.) Die Abszissen der Kurven D_0 geben die Grenzbelastung q_{tg} für Flachgründung nach Formel 179 a, die Abszissen der Kurven D_1 die Größe q_{1g} des statischen Spitzenwiderstandes und jene der Kurven D die Größe q_g der statischen Grenzbelastung für Tiefgründung an. Die Berechnung der Koeffizienten u_1 und u_2 erfolgte mit Hilfe der Gleichungen 222 bzw. 217 und die zur ziffernmäßigen Auswertung der Gleichungen erforderlichen Werte a_0 wurden aus dem (hier nicht abgebildeten) Druck-Porenziffer-Diagramm des Sandes auf graphischem Weg abgeleitet. Für $t < t_{krit}$ erfolgt die Bodenverdrängung durch Auftrieb (vollausgezogener Abschnitt der Kurve D_0) und für $t > t_{krit}$ durch Verdichtung (vollausgezogene Kurve D).

In der oben entwickelten Theorie des Verdrängungsvorganges wurde der Umstand vernachlässigt, daß die Bodenverdrängung durch Auftrieb mit zunehmender Rammtiefe nicht sprunghaft, sondern allmählich in die Bodenverdrängung durch Verdichtung übergeht. Infolgedessen weisen die vollausgezogenen Schaulinien $D_0\,D$ der Grenzbelastungen bei P Bruchpunkte auf, anstatt kontinuierlich zu verlaufen.

Im Tiefenbereich 0 bis t_{krit} kann der Boden bei der Eindringung des Pfahles nach oben hin ausweichen und der Seitendruck, den er in diesem Bereich auf den Pfahlmantel ausübt, ist verhältnismäßig geringfügig. Infolgedessen nimmt der auf den Pfahlmantel wirkende, bezogene Flächendruck erst in einer Tiefe von $t > t_{krit}$ den vollen Wert $u_2\,p_0$ des Verdrängungsdruckes an. Vernachlässigt man die im Tiefenbereich 0 bis t_{krit} wirksame Mantelreibung, so erhält man für die Grenzbelastung des Pfahles den Ausdruck

$$q_g = u_1 \frac{p_{01}}{\zeta} + \frac{1}{r^2 \pi} \int_{t_{krit}}^{t_1} u_2\, p_0\, 2\, r\, \pi\, f\, dt = u_1 \frac{p_{01}}{\zeta} + \frac{2\,f}{r} \int_{t_{krit}}^{t_1} u_2\, p_0\, dt \quad . \quad (224)$$

Besteht der Rammgrund aus Sand oder aus Schlamm mit ungespanntem Porenwasser, so ist p_{01} durch das Produkt $\zeta_0\,\gamma\,(t_1 + r)$ bzw. $\zeta_0\,\gamma_1\,(t_1 + r)$ und p_0 durch das Produkt $\zeta_0\,\gamma\,t$ bzw. $\zeta_0\,\gamma_1\,t$ gegeben und die Formel 224 lautet

$$p_g = u_1\,\gamma\,(t_1 + r)\,\frac{\zeta_0}{\zeta} + \frac{2\,f\,\gamma\,\zeta_0}{r} \int_{t_{krit}}^{t_1} u_2\, t\, dt \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (224\,a)$$

Steckt hingegen der Pfahl in einer Tonschicht mit gespanntem Porenwasser, so sind die Symbole p_{01} und p_0 in Formel 224 durch die Produkte aus dem Beiwert ζ_0 und den Druckäquivalenten p_k der Konsistenzform des Tones zu ersetzen. Für die steifplastische und feste Konsistenzform ist der Wert p_k innerhalb des für Rammarbeiten in Betracht kommenden Tiefenbereiches von der Tiefenlage nahezu unabhängig (siehe S. 254) und der Grenzwiderstand beläuft sich daher auf

$$p_g = \zeta_0\, p_k \left[\frac{u_1}{\zeta} + \frac{2\,f}{r}\, u_2\, (t_1 - t_{krit})\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (224\,b)$$

Bei der Berechnung der Tragfähigkeit von konischen Pfählen stützt sich der Verfasser auf die aus den Formeln 215 und 217 zu entnehmende Tatsache, daß die

Werte u_2 vom Pfahldurchmesser unabhängig sind. Infolge dieser Tatsache beträgt die Tragfähigkeit

$$P = \frac{1}{\zeta} r_2^2 \pi u_1 p_0 + \frac{1}{\zeta} \int_{t_{krit}}^{t_1} 2 r \pi \frac{dr}{dt} u_2 p_0 \, dt + \int_{t_{krit}}^{t_1} 2 r \pi f u_2 p_0 \, dt =$$

$$= \frac{1}{\zeta} u_1 p_0 r_2^2 \pi + 2 \pi \left(\frac{1}{\zeta} \frac{r_1 - r_2}{t_1} + f \right) \int_{t_{krit}}^{t_1} u_2 p_0 r \, dt \quad \ldots \ldots \ldots \quad (225)$$

Der Wert des in der Formel 225 enthaltenen Integrales kann ohneweiteres auf graphischem Weg bestimmt werden.

d) Die Senkung der Pfähle bei ruhender Belastung. Der Raum, in dem sich die vom Pfahlmantel ausgehenden Reibungsdrücke im Rammgrund nach unten hin ausbreiten, hat die Gestalt eines Kegels, dessen Spitze sich ungefähr in der Tiefe t_{krit} unter der Bodenoberfläche befindet (Fig. 49 *a*, strichlierte Kurve). Läßt man nun, vom Belastungswert Null ausgehend, die auf einen Pfahl wirkende statische Belastung allmählig zunehmen, so wird die Belastung zunächst fast ausschließlich durch den am Pfahlmantel wirksamen Reibungswiderstand aufgenommen, weil die Senkung, welche notwendig ist, um die Mantelreibung zu wecken, viel kleiner ist als die Strecke, die der Pfahl durchsinken muß, bevor der Spitzenwiderstand voll zur Geltung kommt. Nachdem die absolute Größe des bezogenen Reibungswiderstandes von der Bodenoberfläche gegen die Pfahlspitze zunimmt, tritt die Überwindung des Reibungswiderstandes zuerst am obersten Teil des Pfahlmantels ein. Mit zunehmender Belastung rückt die untere Grenze des Gleitungsbereiches nach unten, wobei das Ausmaß der Grundfläche, über welche sich die vom Pfahlmantel ausgehenden Drücke verteilen, stetig abnimmt. Je kleiner aber die Fläche, über die sich die Drücke verteilen, desto größer ist die zusätzliche Senkung, die durch eine Zusatzbelastung von gegebener Größe erzeugt wird. Der Spitzenwiderstand kommt erst dann zur Geltung, nachdem der Reibungswiderstand an der ganzen Mantelfläche des Pfahles wirksam geworden ist.

Nachdem sich der vom Mantel des belasteten Pfahles ausgehende Druck im Boden über einen weitaus größeren Raum verteilt, als der Spitzendruck, setzt sich die Senkungskurve der Pfähle aus einem verhältnismäßig flachen, dem Belastungsbereich Null bis Q_{2g}, und einem steilen, den Belastungen $Q > Q_{2g}$ entsprechenden Abschnitt zusammen. Je größer der Reibungswiderstand ist und je gleichmäßiger er sich über den Pfahlmantel verteilt, desto unvermittelter ist der Übergang aus dem flacheren in den steilen Kurvenabschnitt. Im Sand und im angeschütteten Erdreich nimmt die Größe des bezogenen, am Pfahlmantel angreifenden Reibungswiderstandes mit zunehmender Tiefe sehr rasch zu. Infolgedessen ist der Übergang zwischen den beiden Abschnitten der Schaulinie der bei der Probebelastung auftretenden Pfahlsenkungen unmerklich. Im homogenen, weichplastischen, steifplastischen oder halbfesten Ton ist hingegen die Größe des bezogenen Reibungswiderstandes von der Tiefe nahezu unabhängig und die Senkungskurve sollte daher ein ziemlich scharfes Knie mit einer Abszisse von etwa Q_{2g} aufweisen. Für Preßbetonpfähle gilt dies auch dann, wenn der Rammgrund aus tonarmem Material besteht, weil der auf den Mantel solcher Pfähle wirkende Seitendruck in der Regel lediglich von der Größe des Stampfdruckes abhängt und sich daher mit der Tiefe nur wenig ändert.

Besonders deutlich ist der unvermittelte Übergang zwischen dem flachen Ast der Senkungslinien und dem steilen in den von K. Bernhard veröffentlichten Senkungs-

diagrammen von Preßbetonpfählen System Michaelis-Mast zu sehen (vgl. Seite 264). Belastungen bis zu etwa 20 *t* erzeugten keine meßbare Einsenkung. Bei einer Steigerung der Belastung um weitere 20 *t* senkten sich hingegen die Pfähle um 2·5 bis 4 *cm*. Die Abszissen der Knickpunkte der Schaulinien belaufen sich auf $Q = 17$ bis 24 *t*. Die Mantelreibung wurde durch Zugversuche ermittelt. Sie belief sich im Mittel auf 24 *t*. Eine nachträgliche Zunahme des auf den Pfahlmantel wirkenden Seitendruckes ist bei Preßbetonpfählen nur dann zu erwarten, wenn der Rammgrund aus hochkolloidalem Schlamm oder Ton besteht (siehe S. 274), und dies war bei den Bernhardschen Pfählen nicht der Fall.

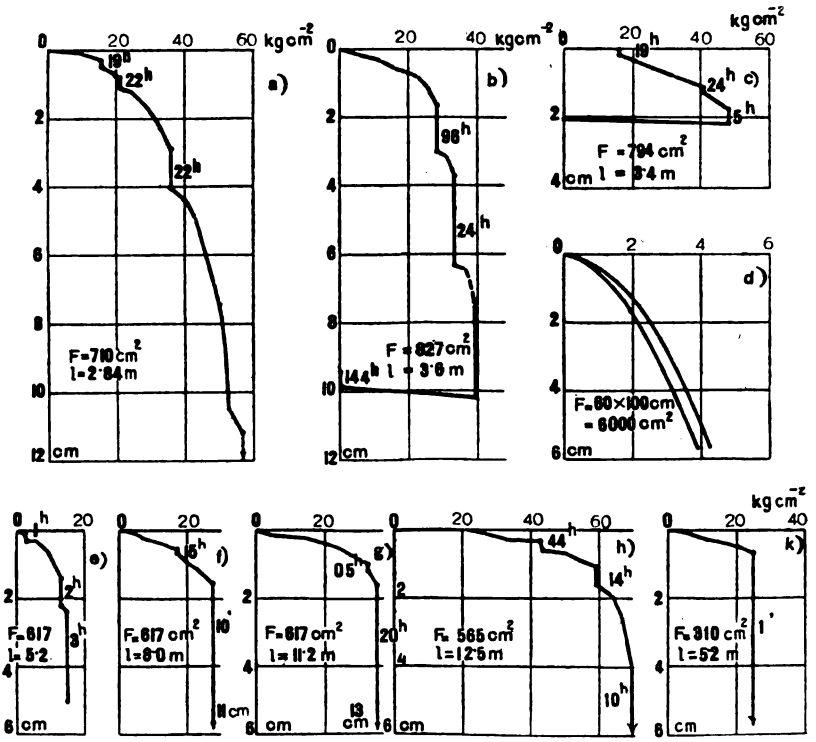


Fig. 50.

a) Ältere lehmige Schüttung, oberer Teil aus Schlacke bestehend.
b) Alte, aus Lehm und Schlacke bestehende Anschüttung, in 25 *cm* dicken Lagen gestampft.
c) Angeschwemmter, nicht genügend festgelagerter Sand, unweit des Drauflusses, Baroz, Ungarn. Bis 4 *m* Tiefe rein, darunter von Schlammlassen durchsetzt.
d) Ergebnis einer auf dem Rammgrund *c* vorgenommenen Belastungsprobe.
e) Pfahl *e*, Fig. 52.
f) Pfahl *f*, Fig. 52.
g) Pfahl *h*, Fig. 52.
h) Pfahl *i*, Fig. 52.
k) Weicher Seeschlamm, Goldenes Horn, Konstantinopel.

Senkungsdiagramme *a* bis *d* nach Mitteilungen seitens der Betonpfahlgesellschaft, Wien. Die Werte *F* geben den mittleren Querschnitt des im Boden steckenden Pfahlstückes und die Werte *l* die Rammtiefen an.

Die durch ruhende Belastung hervorgerufene Senkung von Pfählen, die in kolloidreichem, luftfreiem Rammgrund stecken, nimmt im Laufe der Zeit zu. Je rascher die Belastung solcher Pfähle erfolgt, desto flacher verläuft die Senkungskurve und desto ausgiebiger sind die bei einer Unterbrechung des Belastungsvorganges auftretenden Zusatzsenkungen.

Bei der Entlastung eines Pfahles wirkt die Mantelreibung der elastischen Rückbildung der Formänderungen entgegen, die der Boden im Bereich der Pfahlspitze erlitten hat. Infolgedessen bleibt der Betrag, um den sich der Pfahlkopf bei der Entlastung hebt, weit hinter dem Betrag zurück, um den sich der Pfahlkopf vorher gesenkt hatte.

Die Schaulinien Fig. 50 *a* und *b* stellen die zwischen der Belastung und der Pfahlsenkung herrschende Beziehung für feuchten, angeschütteten, erdigen Rammgrund, *c* für einen feuchten, locker gelagerten Sand und *e* bis *k* für einen tonreichen, weichplastischen, luftfreien Schlammboden dar. Zu diesen Diagrammen sei bemerkt, daß die Senkungskurven nicht den Hauptästen der Diagramme Fig. 11, 15, 16, 43 und 45, sondern den absteigenden Ästen der Hysteresis-Schleifen entsprechen, weil der Boden schon beim Eintreiben des Pfahles vorübergehend bis an die Grenze seiner Tragfähigkeit beansprucht wurde. Die Pfahlbelastungsprobe stellt daher nicht wie eine Oberflächen-Belastungsprobe eine erstmalige Belastungssteigerung, sondern den zweiten Teil eines vollständigen Belastungs-Zyklus dar, womit sich die Geringfügigkeit der bei den Pfahlbelastungsproben auftretenden Senkungen erklärt (vgl. Fig. 50 d, Ergebnis der Probebelastung eines aus locker gelagertem, in größerer Tiefe von Schlammlassen durchzogenen Sandes, und Fig. 50 *c*, Senkungskurve für einen 3·4 *m* langen, im selben Boden steckenden Konuspfahl.

Als Proportionalitätsgrenze soll die Belastung bezeichnet werden, bei der die Krümmung der Senkungslinie offenkundig zuzunehmen beginnt. Sie beläuft sich für sandigen und für angeschütteten Rammgrund auf etwa 25% der Grenzbelastung ($0{\cdot}25\, q_g$) und für Pfähle, die in tonigem Boden stecken, auf mehr als 50% derselben. Die bei der Probebelastung eines Pfahles vor erfolgter Überschreitung der Proportionalitätsgrenze stattfindenden Senkungen können ebenso wie die Senkungen einer auf der Bodenoberfläche ruhenden Lastplatte durch den Quotienten *c* aus der in *kg* ausgedrückten, auf die Flächeneinheit des mittleren Pfahlquerschnittes bezogenen Pfahlbelastung *q* und der zugehörigen Senkung *s* des Pfahles (in *cm*) beschrieben werden. Dieser Quotient

$$c = \frac{q}{s} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (225)$$

sei die Senkungsziffer des Pfahles genannt. Sie bezieht sich auf die Senkung eines belasteten Einzelpfahles, nicht aber auf die Senkung einer gleichmäßig belasteten Pfahlgründung, denn die mit einer Pfahlgruppe vorgenommene Probebelastung kann bei Pfählen, deren Tragfähigkeit vornehmlich von der Mantelreibung abhängt, wesentlich kleinere Senkungsziffern liefern, als die Probebelastung des Einzelpfahles.

Nachdem die Senkungskurve im allgemeinen sogar innerhalb des Bereiches der Proportionalitätsgrenze eine ziemlich ausgesprochene Krümmung aufweist, kann die Senkungsziffer ebenso wie die Bettungsziffer des locker gelagerten Sandes nur mit rohester Annäherung als Konstante des belasteten Objektes bezeichnet werden. Um die Senkungsziffer zu ermitteln, ersetze man den innerhalb der Proportionalitätsgrenze gelegenen Abschnitt der Senkungskurve durch eine Gerade. Die gesuchte Ziffer ist durch die Kotangente des Neigungswinkels dieser Geraden gegeben. Falls die Einsenkung des Pfahles nicht bloß eine Funktion der Belastung, sondern auch eine solche der Zeit darstellt, bezieht sich die Senkungsziffer auf den Verlauf der auf eine Belastungsgeschwindigkeit Null reduzierten Senkungslinie.

Trotz der Unsicherheit, mit der das Verfahren zur Bestimmung der Senkungsziffer behaftet ist, gibt uns diese Ziffer eine weitaus klarere Vorstellung von den bei der Belastung eines Einzelpfahles zu gewärtigenden Senkungen, als eine auf vagen Vermutungen beruhende Schätzung. Als Beispiele seien die in Tabelle 44 zusammengestellten Ziffern angeführt. Systematisch verarbeitete Beobachtungsergebnisse liegen derzeit noch nicht vor. Jedenfalls ist anzunehmen, daß der Wert der Senkungs-

Tabelle 44.

Nr.	Rammgrund	Rammtiefe t, in m	Senkungsziffer C $kg\ cm^{-3}$
1	Ältere, aus Lehm und Schlacke bestehende Anschüttung. Konuspfahl. Fig. 50 a	2·84	62
2	Ältere, lagenweise gestampfte, aus Lehm und Schlacke bestehende Anschüttung. Konuspfahl. Fig. 50 b	3·60	62
3	Lockerer, in tieferen Lagen von Schlammlassen durchsetzter Sand. Konuspfahl. Fig. 50 c	3·40	166
4	Weicher, von Torflagen durchsetzter Lehm. Fig. 50 f und Fig. 52, Pfahl f	8·00	25
5	Wie vor, jedoch die Pfahlspitze in den Laufletten eingedrungen. Fig. 50 g und Fig. 52, Pfahl h	11·20	50
6	Wie vor, jedoch die Pfahlspitze in den Sand eingedrungen. Fig. 50 h und Fig. 52, Pfahl i	12·50	83
7	Etwa 6 m Silt, darunter blauer, plastischer Ton. Fig. 51 a, Pfahl f	9·15	81

ziffer bei gegebener Beschaffenheit des Rammgrundes mit zunehmender Rammtiefe rasch wächst.

e) Das Rammen im Sand und im angeschütteten Erdreich. Um das Verhalten des Rammgrundes in diesem und in den nachfolgenden Absätzen in gedrängter Form kennzeichnen zu können, seien folgende Symbole eingeführt:

1. $Q_g = Q_{1g} + Q_{2g}$ für den Widerstand des Bodens gegen langsames Einpressen des Pfahles durch statischen Druck. (Der Wert dieses Widerstandes ist durch die im Absatz c abgeleiteten Formeln festgelegt.)
2. $Q_d = k_{1d}\, Q_{1g} + k_{2d}\, Q_{2g}$ für den dynamischen Widerstand gegen das Eintreiben eines Pfahles durch rasch aufeinanderfolgende Rammschläge.
3. $Q_d' = k_{1d}'\, Q_{1g} + k_{2d}'\, Q_{2g}$ wie 2, jedoch bei langsam aufeinander folgenden Rammschlägen.
4. $Q_d'' = k_{1d}''\, Q_{1g} + k_{2d}''\, Q_{2g}$ wie 2, jedoch nach einer Arbeitspause von mindestens 24 Stunden.
5. $Q_t = k_{1t}\, Q_{1g} + k_{2t}\, Q_{2g}$ für die Tragfähigkeit (statischen Eindringungswiderstand) des nach Verfahren 2 gerammten Pfahles.
6. $Q_t' = k_{1t}'\, Q_{1g} + k_{2t}'\, Q_{2g}$ für die Tragfähigkeit des nach Verfahren 3 gerammten Pfahles.

} . . (226)

Q_{1g} bzw. Q_{2g} geben den vom Spitzenwiderstand bzw. von der Mantelreibung herrührenden Teil des Tragvermögens Q_g an. Die den Werten Q_{1g} und Q_{2g} entsprechenden Komponenten der Eindringungswiderstände Q_d, Q_d' usw. sind durch die Produkte $k_{1d}\, Q_{1g}$, $k_{1d}'\, Q_{1g}$ usw. und durch $k_{2d}\, Q_{2g}$, $k_{2d}'\, Q_{2g}$ usw. gegeben. k_{1d}, k_{1d}', k_{2d} usw. sind Koeffizienten, deren Wert vornehmlich von der Bodenbeschaffenheit abhängt. Die auf die Flächeneinheit des mittleren Pfahlquerschnittes F_m bezogenen Widerstände sollen durch kleine Buchstaben q bezeichnet werden (z. B. $k_{2d}''\, q_{2d}$ für den von der Mantelreibung herrührenden, auf die Flächeneinheit des Pfahlquerschnittes bezogenen Teil des dynamischen Eindringungswiderstandes Q_d'').

Die Beziehungen, die zwischen den oben aufgezählten Arten der Eindringungswiderstände bestehen, seien durch die Werte der folgenden Quotienten festgelegt:

$$\left.\begin{aligned}
\xi &= \frac{Q_d}{Q_t} = \text{Verhältnis zwischen 2. u. 5.}\\
\xi' &= \frac{Q_d'}{Q_t'} = \quad ,, \qquad ,, \quad 3.\text{ u. }6.\\
\xi_p &= \frac{Q_d''}{Q_t} = \quad ,, \qquad ,, \quad 4.\text{ u. }5.\\
\xi_s &= \frac{Q_t}{Q_g} = \quad ,, \qquad ,, \quad 5.\text{ u. }1.\\
\xi_s' &= \frac{Q_t'}{Q_g} = \quad ,, \qquad ,, \quad 6.\text{ u. }1.
\end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ (227)$$

Von den in Formel 226 angeführten, durch Buchstaben bezeichneten Werten läßt sich bloß der Wert Q_g auf theoretischem Weg ermitteln. Dieser Wert bildet infolgedessen den natürlichen Ausgangspunkt für die Erörterung des Widerstandes gegen das Eindringen der Pfähle. Als Grundlage für die Berechnung der theoretischen Eindringungswiderstände q_g der aus reinem Sand bestehenden Rammgründe diente das Druck-Porenziffer-Diagramm eines feinkörnigen Flußsandes. Nachdem die Werte p_c (Formel 214) bei der Berechnung der Beiwerte u_1 und u_2 für Sande nicht vernachlässigt werden können, erfolgte die Ermittlung von u_1 und u_2 mit Hilfe der Formeln 222 und 217. Bei der Berechnung der Mantelreibung wurde für die Ziffer der Reibung von Sand auf Holz der Wert $f = tg\ 30^0 = 0{\cdot}577$ eingeführt. Ein kurzer Auszug aus den Rechnungsergebnissen findet sich in den Abschnitten 1 und 2 der Tabelle 45.

Die Werte $x_2 : r$ geben den Wert des Quotienten aus dem äußeren Durchmesser des Verdichtungsmantels und jenem des Pfahles an. Trägt man in einem Koordinatensystem auf der Abszissenachse den Abstand der Bodenpunkte von der Pfahlachse und als Ordinaten die im Boden herrschenden Radialdrücke auf, so erkennt man, wie bereits auf S. 270 erwähnt, daß die Bodenverdichtung mit dem Achsabstand sehr rasch abnimmt und in den peripherischen Teilen des Verdichtungsmantels unmerklich wird. Die Länge des Durchmessers der Zone ausgiebiger Bodenverdichtung beläuft sich demnach bloß auf einen Bruchteil der durch den Koeffizienten x_2 bestimmten Länge.

Die Werte $q_g = Q_g : F$ des auf die Flächeneinheit des Querschnittes eines Pfahles mit einem Durchmesser von 30 *cm* ($F = 710\ cm^2$) bezogenen Eindringungswiderstandes sind in Fig. 51 a für locker gelagerten Sand durch die Abszissen der voll ausgezogenen Kurve S und für dicht gelagerten Sand durch jene der Kurve D gegeben. Die strichlierten Kurven S_1 bzw. D_1 teilen die Abszissen der Kurven S bzw. D in je zwei Abschnitte, von denen der linke dem vom Spitzenwiderstand und der rechte dem von der Mantelreibung herrührenden Teil der Grenzbelastung q_g entspricht.

Die in der Tabelle 45, Abschnitt 1 und 2, mitgeteilten und in Fig. 51 a graphisch dargestellten Daten beziehen sich auf wasserfreien Rammgrund. Falls sich die vom Pfahl durchsunkene Sandschichte im Grundwasserbereich befindet, so vermindert sich ihr Gewicht um den hydrostatischen Auftrieb. Das Einheitsgewicht des Sandes nimmt von γ auf γ_1 ab und der Seitendruck p_0, der in einer Tiefe t unter der Oberfläche der trockenen Sandschichte geherrscht hat, entspricht im gesättigten Sand einer Tiefe $t\,\frac{\gamma}{\gamma_1}$. Nun hängen die einer bestimmten Tiefe t zugeordneten Werte u_1 und u_2 nach Formel 222 und 217 bei gegebener Beschaffenheit des Sandes bloß von dem in der Tiefe t im ungestörten Sandlager herrschenden Seitendruck p_0, sowie von den Werten ε_0 und a_0 ab und die Werte ε_0 und a_0 sind durch den Wert p_0 eindeutig festgelegt. Infolgedessen kann man die Widerstands-

Tabelle 45.

Bodenart	t m	ε	p_t kg cm^{-2}	$p_{ot} = \zeta_0 p_t$ kg cm^{-2}	α	a_0 kg^{-1} cm^5	u_1	u_2	$\frac{x_2}{r}$	p_1 kg cm^{-2}	p_2 kg cm^{-2}	q_g kg cm^{-2}	$M = f u_2 p_{ot}$ t m^{-2}	Anmerkung
1. Locker gelagerter, rauhkörniger Flußsand. $\zeta_0 = 0{\cdot}42$, $\zeta = 0{\cdot}15$, $\gamma = 1{\cdot}33$, $f = 0{\cdot}577$[250]	1	Mittelwert 0·94[251]	0·133	0·056	.	0·0918	39·9	14·2	23·2	2·23	0·80	14·9	4·6	Wasserfrei.
	5		0·665	0·280	.	0·0566	16·7	8·11	11·80	4·68	2·27	31·2	13·1	
	10		1·330	0·560	.	0·0483	11·7	6·70	9·22	6·56	3·73	43·7	21·6	
	15		1·995	0·840	.	0·0423	10·5	5·90	8·03	8·82	4·92	59·0	28·4	
2. Wie vor, jedoch dicht gelagert. $\zeta_0 = 0{\cdot}42$, $\zeta = 0{\cdot}06$, $\gamma = 1{\cdot}58$, $f = 0{\cdot}577$	1	Mittelwert 0·61	0·158	0·066	.	0·0174	104·8	32·6	40·8	6·96	2·16	116	12·4	Wasserfrei.
	5		0·790	0·332	.	0·00902	59·3	21·0	25·6	19·70	6·97	328	40·3	
	10		1·580	0·663	.	0·00485	56·6	20·5	24·6	37·50	13·60	625	78·5	
	15		2·370	0·995	.	0·00440	46·9	16·8	20·2	46·70	16·70	779	96·3	
3. Ungespannter Schlamm (Ton IV, Tabelle 19)[253] $\zeta_0 = 0{\cdot}75$, $\zeta = 0{\cdot}596$, $f = 0{\cdot}25$	2·62[252]	1·44	0·19	0·143	.	1·210	4·15	2·27	7·61	0·593	0·325	0·995	0·81	Flüssig- gegen sehr weich-plastisch.
	6·13	1·21	0·47	0·353	.	0·920	3·24	2·00	5·46	1·15	0·71	1·930	1·78	Sehr weich- gegen weich-plastisch
	13·03	0·98	1·08	0·810	0·157	.	4·83	2·34	8·22	3·92	1·90	6·58	4·75	Weich- gegen steif-plastisch.
	48·23	0·75	4·60	3·460	0·157	.	4·59	2·29	7·75	15·90	7·93	26·70	19·80	Ausrollgrenze.

[250]) f = Ziffer der Reibung der Ruhe zwischen Holz und Boden. Die Erklärung der Bedeutung der übrigen Buchstaben findet sich im Text dieses Absatzes.

[251]) Im Sandboden nimmt die Porenziffer mit zunehmender Tiefe nur wenig ab und wurde daher für diese Ziffer ein Mittelwert angenommen.

[252]) Tiefenäquivalente der in der letzten Spalte angegebenen Konsistenzgrenzen.

[253]) Das spezifische Gewicht nimmt mit zunehmender Tiefe rasch zu. Sein Wert ist durch die Porenziffer ε und das Gewicht der Trockensubstanz (2·85, nach Tabelle 19) bestimmt.

kurven für wasserdurchtränkte Sande ohneweiters aus den Kurven L und D des trockenen Sandes ableiten.

Um nun die Beziehungen kennen zu lernen, die zwischen den theoretischen Grundwerten Q_g und den in der Formelgruppe 226 mit Q_d, Q_d' usw. bezeichneten Größen bestehen, muß man auf die im III. Hauptstück beschriebenen Festigkeitseigenschaften des Sandes zurückgreifen.

A) Locker gelagerter Sand. Will man den Rauminhalt einer locker gelagerten, in einem starren Gefäß eingeschlossenen Sandmasse verringern, so muß man sie durch Belastung zusammenpressen, wobei sich nicht nur die im Sand wirksamen lotrechten, sondern auch die wagrechten Hauptspannungen erhöhen. Im Rammgrund tritt diese Art der Bodenverdichtung auf, wenn man den Pfahl langsam und kontinuierlich in den Boden eindrückt. Der Eindringungsvorgang führt zu der Bildung eines Verdichtungsmantels und der Seitendruck, der gegen den Pfahlmantel wirkt, ist u_2-mal größer als der Seitendruck, der in der ungestörten Sandmasse herrschte. Man kann aber die Raumverminderung des im Gefäß eingeschlossenen Sandes auch ohne Belastung, durch bloßes Einrütteln des Materiales, erzielen. In diesem Fall bleiben die Werte der Hauptspannungen unverändert. In der Praxis findet das „Einrütteln" beim Rammen eines Pfahles durch rasch aufeinanderfolgende Rammschläge statt. Nachdem der Spannungszustand der Sandmasse beim Einrütteln keine nennenswerte Veränderung erfährt, so wirkt auch gegen den Mantel des gerammten Pfahles in der Tiefe t ein bezogener Seitendruck von derselben Größenordnung wie der Seitendruck $p_0 = \zeta_0 \gamma t$, der vor dem Rammen in der Tiefe t auf die Flächeneinheit eines lotrechten Bodenquerschnittes gewirkt hat. Dieser Seitendruck beläuft sich auf einen kleinen Bruchteil des Druckes, unter dem der Mantel eines langsam in den Sand eindringenden Pfahles steht. Vernachlässigt man den zweifellos geringfügigen Unterschied zwischen dem dynamischen und dem statischen Spitzenwiderstand ($k_{1d} \doteq k_{1t}$) und berücksichtigt obendrein die Tatsache, daß die Mantelreibung während des Rammens (Reibung zwischen dem Mantel des eindringenden Pfahles und der im unstabilen Zustand der Umlagerung befindlichen Sandmasse) kleiner ist als der statische Reibungswiderstand ($k_{2d} < k_{2t}$), so kann man den Eindringungswiderstand des locker gelagerten Sandes folgendermaßen kennzeichnen:

$$\left.\begin{aligned}
&k_{1d} \doteq k_{1t} \doteq 1,\ k_{2d} < k_{2t} < 1, \qquad \text{daher } \xi = \frac{Q_d}{Q_t} = \frac{k_{1d} Q_{1g} + k_{2d} Q_{2g}}{k_{1t} Q_{1g} + k_{2t} Q_{2g}} < 1 \\
&k_{1d}' \doteq k_{1t}' \doteq 1,\ k_{2d}' \doteq k_{2t}' < 1 \text{ und } k_{2d}' > k_{2d}, \\
&\qquad \text{infolgedessen} \qquad \xi' = \frac{Q_d'}{Q_t'} = \frac{k_{1d}' Q_{1g} + k_{2d}' Q_{2g}}{k_{1t}' Q_{1g} + k_{2t}' Q_{2g}} \doteq 1 \\
&k_{1d}'' \doteq k_{1t} \doteq 1 \text{ und } k_{2d}'' \doteq k_{2t}, \text{ daher } \xi_p = \frac{Q_d''}{Q_t} = \frac{k_{1d}'' Q_{1g} + k_{2d}'' Q_{2g}}{k_{1t} Q_{1g} + k_{2t} Q_{2g}} \doteq 1 \\
&k_{1t} \doteq 1,\ k_{2t} < 1, \text{ daher} \qquad \xi_s = \frac{Q_t}{Q_g} = \frac{k_{1t} Q_{1t} + k_{2t} Q_{2t}}{Q_{1g} + Q_{2g}} < 1 \\
&\text{Wegen } k_{1t}' = 1 \text{ und } 1 > k_{2t}' > k_{2t} \text{ ist } \xi_s' = \frac{Q_t'}{Q_g} < 1, \text{ jedoch } \xi_s' > \xi_s. \\
&\qquad \text{Endlich } \frac{Q_d'}{Q_d} > 1,\ \frac{Q_d''}{Q_d} > 1 \text{ und } \frac{Q_d''}{Q_d'} \doteq 1.
\end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (228)$$

In Fig. 51 a geben die zwischen den Kurven S und S_1 gelegenen Abszissenabschnitte den Teilbetrag q_{2g} der Grenzbelastung für einen durch statische Belastung in lockeren Sand eingepreßten Pfahl (Vergleichspfahl) an. Nun beläuft sich der gegen den Mantel eines solchen Pfahles wirkende Seitendruck wegen $u_2 \sim 8$ (Tabelle 43) ungefähr auf das Achtfache des im ungestörten Boden herrschenden Seitendruckes p_0, während der Mantel eines mit raschen Rammschlägen in den Sand getriebenen Pfahles nach obigem bloß unter einem

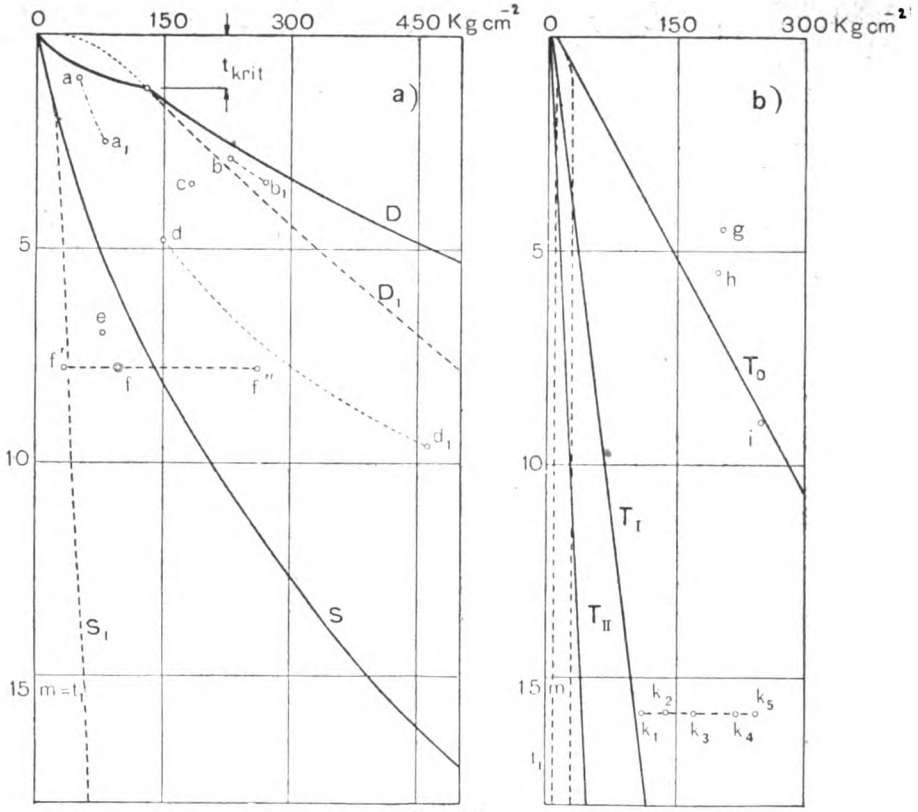


Fig. 51.

Die Abszissen der einfach umringelten Punkte geben den aus den Rammdaten mit Hilfe der Formel 198 berechneten dynamischen und jene der doppelt umringelten den durch Probebelastung ermittelten statischen Eindringungswiderstand in *kg* pro *cm²* der mittleren Querschnittsfläche ($F = r_1 r_2 \pi$) des im Boden steckenden Pfahlstückes an. Die Rammtiefen sind durch die Ordinaten der Punkte gegeben und die den Punkten beigesetzten Buchstaben haben folgende Bedeutung:

a—a_1: Schotter des Flusses Mur bei Marburg in Steiermark. Blechrohrpfahl. Handramme. (Kafka, Eine ausgeführte Gründung mit Beton-Blechrohrpfählen. Z. d. öst. I-. u. A.-V., 1909, S. 236).

b—b_1: Flußschotter des Potomac River. Holzpfähle, Dampfkunstramme. (Substructure of Potomac River Highway Bridge, Wash. D. C., Eng. Rec., 1906, S. 103.)

c: Festgelagerter Triebsand, Cuxhafen. Holzpfähle. (Hugo Lentz, Ausweichen einer Uferschälung. Deutsche Bauztg., 1879, S. 1064.)

d—d_1: Kieselhältiger Sand, mit zerriebenen Teilchen von Glimmer und etwas vegetabilischem Lehm vermischt. Brooklyn. Holzpfähle. (Zeitschr. des Arch.- u. Ing.-Ver. Hannover, 1870, S. 420, nach W. J. Mc. Alpine, 1868.)

e: Aus Lehm, Mergel und Sand bestehende Aufschüttung, Hamburg, Hauptbahnhof. Eisenbetonpfähle. Dampfkunstramme. (Beton und Eisen, 1904, S. 65 u. 201.)

f—*f''*: Bis zu 6 *m* Tiefe durch gesättigten Schluff und dann in weichplastischen Ton. *f* statischer Eindringungswiderstand, durch Belastungsprobe ermittelt. *f'* dynamischer Eindringungswiderstand, aus den Rammdaten für den laufenden Rammbetrieb berechnet und *f''* dynamischer Eindringungswiderstand nach 48stündiger Arbeitspause. Holzpfähle, Dampfkunstramme. (Daten des Verfassers.)

g: Blauer Tegel, feucht, stark mit Sand vermengt. Laibach, Jubiläumsbrücke. Holzpfähle. (Z. d. öst. I.- u. A.-V., 1903, S. 305.)

h: Durch Ton, Schotter, Sand und Schwimmsand. Unterster Meter in sehr steifem Ton. Elevator, Buffalo. (Baker, A Treatise on Masonry Construction, 10. ed. 1913. Nach einer privaten Mitteilung.) Unter einer Last von 38 *t* (53·5 *kg* pro *cm²*) senkte sich der Pfahl um 1·6 *cm* und bei einer Last von 76 *t* (107·0 *kg* pro *cm²*) um 8·0 *cm*. Der dynamische Eindringungswiderstand berechnete sich mit 199 *kg* pro *cm²*.

i: Seeschlamm, Nizza (Annales des Ponts et des Chaussées, 1905, I, S. 34).

k_1—k_5: Bis 8·2 *m* Tiefe durch weichen Ton, sodann durch zähen Ton. Chicago. (Gillette, Cost Data. Nach Daten von Mr. N. E. Weydert.) k_1 dynamischer Eindringungswiderstand beim Rammen mit einem Dampfhammer (54 Schlag pro Minute), ohne Aufsetzer; k_2 wie vor, jedoch mit 6 *m* langem Aufsetzer; k_3 wie vor, jedoch nach 24stündiger Arbeitspause; k_4 dynamischer Widerstand beim Rammen mit Dampfkunstramme (4·6 *m* Hubhöhe), 6 *m* Aufsetzer; k_5 wie vor, jedoch 9·0 *m* Hubhöhe.

Druck von der Größenordnung des einfachen Seitendruckes p_0 steht ($k_{1t} = 1 : u_2 \sim 0{\cdot}125$). Infolgedessen müßte die Kurve des statischen Eindringungswiderstandes für den gerammten Pfahl im extremen Fall äußerst lockerer Lagerung des Sandes (relative Dichte $D = 0$) nahezu ebenso steil verlaufen, wie die Kurve S_1. Die in der gleichen Figur enthaltene Kurve D stellt nach S. 283 die Schaulinie der Grenzbelastungen für dicht gelagerten Sand dar (relative Dichte $D = 1$). Weiter unten wird gezeigt, daß die Abszissen dieser Kurve nicht bloß die Grenzbelastungen für den Vergleichspfahl, sondern auch jene für den gerammten Pfahl angeben. In der gewaltigen Differenz zwischen den Abszissen der Kurven S_1 und D drückt sich der ebenso bedeutende Unterschied zwischen dem Eindringungswiderstand äußerst locker und äußerst dicht gelagerter Sande aus. Während des Rammens durch locker gelagerten Sand verdichtet sich jedoch die Struktur der den Pfahl umgebenden Sandmasse und der Eindringungswiderstand nimmt von Pfahl zu Pfahl zu. (Vgl. die auf S. 12 mitgeteilten, beim Bau der Brücke von Köpenick gemachten Beobachtungen.)

In locker gelagertem, wasserdurchtränktem Feinsand ($G = 1$, Formel 6) erzeugt der Rammschlag im Bereich der Pfahlspitze (Lochungszone B, Fig. 49a), infolge der verhältnismäßig geringen Durchlässigkeit des Bodenmateriales vorübergehend eine Zone hydrostatischen Überdruckes. Der Widerstand, der dem Abströmen des in der Lochungszone aufgespeicherten Druckwassers entgegenwirkt, äußert sich in einer scheinbaren Zunahme des Spitzenwiderstandes. ($k_{1d} > k_{1t} \doteq 1$). Ein Teil des Porenwassers entweicht aus der Lochungszone durch den Sand und ein anderer Teil zwischen Sand und Pfahlmantel nach der Geländeoberfläche. Durch das längs des Pfahlmantels emporströmende Druckwasser wird der Pfahlmantel „geschmiert", d. h. der statische Gleitwiderstand wird vorübergehend durch den wesentlich kleineren hydrodynamischen ersetzt und man hat daher beim Rammen bloß einen kleinen Bruchteil der statischen Mantelreibung zu überwinden ($k_{2d} < k_{2t}$). Je rascher die Rammschläge aufeinanderfolgen, desto kontinuierlicher ist die Druckwasserströmung und desto ausgiebiger die Wasserschmierung. Infolgedessen nimmt der Wert des Quotienten $k_{2t} : k_{2d}$ mit zunehmender Schlagzahl ab und dürfte unter günstigen Verhältnissen nahezu gleich Null werden. Das Verhalten des Rammgrundes läßt sich folgendermaßen kennzeichnen:

$k_{1d} > k_{1t}$ und $k_{2d} < k_{2t}$; da jedoch der Reibungswiderstand nach Fig. 51a den Spitzenwiderstand schon bei mäßigen Rammtiefen entschieden überwiegt und nachdem obendrein $\frac{k_{1d}}{k_{1t}} > \frac{k_{2d}}{k_{2t}}$, so gilt . . . . . $\xi = \frac{Q_d}{Q_t} < 1$

Bei langsam aufeinanderfolgenden Rammschlägen herrschen die Beziehungen $\frac{k_{1d}'}{k_{1t}'} < \frac{k_{1d}}{k_{1t}}$ und $\frac{k_{2d}'}{k_{2t}'} > \frac{k_{2d}}{k_{2t}}$; es ist daher unentschieden, ob der Zähler oder der Nenner des Bruches größer ist, und man erhält . . . . $\xi' = \frac{Q_d'}{Q_t'} \lesseqgtr 1$

Nach einer Arbeitspause ist $k_{1d}'' > k_{1t}$ und $k_{2d}'' = k_{2t}$, daher . . . . . $\xi_p = \frac{Q_d''}{Q_t} > 1$ . . . (229)

Wegen $k_{1t} \doteq 1$ und $k_{2t} < 1$ ist . . . . . $\xi_s = \frac{Q_t}{Q_g} < 1$

und wegen $Q_g > Q_t' > Q_t$ ist . . . . . $\xi_s' = \frac{Q_t'}{Q_g} < 1$

jedoch $\xi_s' > \xi_s$.

Aus den bereits aufgezählten Beziehungen ergibt sich obendrein $\frac{Q_d'}{Q_d} > 1$, $\frac{Q_d''}{Q_d} > 1$ und $\frac{Q_d''}{Q_d'} > 1$.

Beim Rammen durch locker gelagerten, gesättigten Grobsand ($G = 1$, Formel 6) ist die durch Wasserschmierung des Pfahlmantels hervorgerufene Reibungsverminderung wegen der hochgradigen Durchlässigkeit des Rammgrundes geringfügig und das Verhalten des Grobsandes ist daher vom Wassergehalt ziemlich unabhängig. Es ist ebenso wie das des trockenen und des feuchten Feinsandes durch Formel 228 gekennzeichnet.

B) Festgelagerte Sande und Schotter. Diese Böden sind keiner Verdichtung durch Einrütteln fähig und man hat beim Durchrammen derselben nicht nur den vollen Spitzen- und Reibungswiderstand, sondern auch die im Boden auftretenden unausgeglichenen Reibungsspannungen zu überwinden. Aus den Diagrammen Fig. 43 ist jedoch zu entnehmen, daß die bei der örtlichen Belastung des Sandes auftretenden und in der zeitlichen Zunahme der Setzungsbeträge sich verratenden Reibungsspannungen wesentlich geringfügiger sind als die Reibungsspannungen, die beim Zusammenpressen einer an seitlicher Ausdehnung verhinderten Sandschichte zur Wirksamkeit kommen (Fig. 15 und Fig. 16). Der Rammgrund kann daher angenähert durch die Gleichung

$$\left.\begin{aligned} \xi = \xi' = \xi_p = \xi_s \cdot \xi_s' \cdot 1 \\ \frac{Q_d'}{Q_d} = \frac{Q_d''}{Q_d} = \frac{Q_d''}{Q_d'} = 1 \end{aligned}\right\} \quad \text{sowie} \quad \ldots\ldots\ldots (230)$$

gekennzeichnet werden. Diese Gleichung besagt, daß die Rammgeschwindigkeit im vorliegenden Fall keinen nennenswerten Einfluß auf den Eindringungswiderstand des Pfahles ausübt. Infolgedessen stellt die Schaulinie *D*, Fig. 51 *a*, des bezogenen statischen Widerstandes von dichtgelagerten Sand- und Schottermassen gegen langsames Eindringen von Pfählen zugleich die Kurve der dynamischen Eindringungsgeschwindigkeit dar. Diese Kurve verläuft derart flach, daß es mit Rücksicht auf die mit höchstens 350 *kg* pro cm^2 zu bemessende Druckfestigkeit der gebräuchlichen Pfahlmaterialien unmöglich erscheint, einen Pfahl bis zu einer Tiefe von mehr als etwa 5 *m* in dicht gelagerten Sand oder Schotter zu treiben. Um einen Pfahl in größere Tiefen abzusenken, muß man ihn einspülen. Der gegen den Mantel eines eingespülten Pfahles wirkende Druck kann nur um weniges größer sein als der Seitendruck, der vor der Einbringung des Pfahles im Boden herrschte, und die Tragfähigkeit Q des Pfahles dürfte sich auf etwa

$$Q = Q_{1g} + k\,Q_{2g} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (231)$$

belaufen, worin $k = 1 : u_2$.

C) Trockenes oder feuchtes, mit Luft und Wasser vermengtes, lehmiges, angeschüttetes Erdreich verhält sich auch bei ziemlich lockerer Lagerung dem Rammprozeß gegenüber wie ein dicht gelagerter Sand, weil die Dichte einer erdfeuchten, lehmhaltigen Schüttung durch Rüttelwirkung erfahrungsgemäß nur in geringem Maß beeinflußt wird. Es gilt daher auch für diese Bodenklasse angenähert

$$\left.\begin{aligned} \xi = \xi' = \xi_p = \xi_s = \xi_s' = 1 \\ \frac{Q_d'}{Q_d} = \frac{Q_d''}{Q_d} = \frac{Q_d''}{Q_d'} = 1 \end{aligned}\right\} \quad \text{sowie} \quad \ldots\ldots\ldots (232)$$

Falls das angeschüttete Erdreich bei der Einbringung nicht benetzt und sorgfältig gestampft worden ist, sollte die Kurve des statischen Eindringungswiderstandes (der Grenzbelastung) ebenso steil oder noch steiler verlaufen als die Kurve *S*, Fig. 51 *a*. Die durch ruhende Pfahlbelastung hervorgerufenen Setzungen sind infolge der außerordentlichen Verdichtungsfähigkeit des angeschütteten Erdreiches mindestens von derselben Größenordnung wie die Setzungen von Pfählen, die in locker gelagertem Sand stecken.

Fig. 51 *a* enthält nebst den theoretischen Schaulinien *D* und *S* auch eine Auswahl von Daten, die der Rammpraxis entnommen wurden. Die mit gleichen kleinen Buchstaben

bezeichneten Punkte beziehen sich je auf einen Pfahl. Die Abszissen der Punkte a, a_1, b, b_1 usw. geben die mit Hilfe der Formel 206 aus der lebendigen Kraft des fallenden Rammbären und aus der durch den Rammschlag bewirkten Eindringung der Pfähle berechneten dynamischen Eindringungswiderstände an. Bei der Berechnung dieser Widerstände wurde vorausgesetzt, daß sich der Elastizitätsmodul des Holzes auf 100.000 bis 110.000 *kg* pro cm^2 und das spezifische Gewicht desselben auf 0·6 bis 0·8 beläuft. Für n wurde der Wert 0·5 angenommen (unvollkommen elastischer Stoß). Die Rammtiefen, auf welche sich die berechneten Widerstände (Abszissen) beziehen, sind durch die Ordinaten der Punkte gegeben.

Der Pfahl b (Punktpaar $b\,b_1$) wurde durch dicht gelagerten Flußschotter gerammt (siehe Legende zu Fig. 51 *a*). Der statische Eindringungswiderstand q_t' dieses Pfahles sollte wegen $\xi' = 1$ (Formel 230) mit dem dynamischen Widerstand q_d' (Abszissen der Punkte b und b_1) nahezu identisch sein.

Bei dem mit einer Dampfkunstramme in wasserdurchtränkten Triebsand gerammten Pfahl d könnte die Grenzbelastung q_t' wegen $\xi' \leqslant 1$ (Formel 229) kleiner oder größer sein als der Widerstand q_d'. Leider wurde mit dem Pfahl d keine Belastungsprobe vorgenommen.

Die Spitze des Pfahles f steckte in plastischem Ton. Da jedoch der Rammgrund bis zu einer Tiefe von 6 *m* aus gesättigtem Schluff bestand, schien es gerechtfertigt, die Daten dieses Pfahles in das Diagramm 51 *a* aufzunehmen. Der widerstandsvermindernde Einfluß der Druckwasserschmierung kommt in dem Unterschied zwischen den Werten q_d' und q_d'' (Abszissen der Punkte f' und f'') klar zum Ausdruck. Wegen $q_d' < q_t'$ ($q_t' =$ Abszisse von f) gilt $\xi' < 1$, d. h. der Einfluß der Verminderung der Mantelreibung durch Schmierung überwog in diesem Fall den widerstandserhöhenden Einfluß der im Spitzenbereich auftretenden hydrodynamischen Spannungen. Bei Verwendung einer unmittelbar wirkenden Dampframme mit hoher Schlagzahl wäre der Unterschied zwischen dem dynamischen und dem statischen Eindringungswiderstand q_d' zweifellos noch größer gewesen als im vorliegenden Fall.

Die Grenzbelastung q_t' des Pfahles e (angeschüttetes Erdreich) sollte ungefähr ebenso groß sein wie der aus der Figur zu entnehmende dynamische Eindringungswiderstand q_d'. Aus der Geringfügigkeit des Wertes der Widerstandsziffer kann man auf die hochgradige Verdichtungsfähigkeit des durchrammten Erdreiches schließen. Diese wichtige Eigenschaft der angeschütteten Böden kommt auch in den Setzungsdiagrammen Fig. 50 *a* und *b* zum Ausdruck (Setzungsdiagramme für angeschütteten, kolloid- und wasserhaltigen Rammgrund).

Je geringfügiger der Unterschied zwischen dem dynamischen Eindringungswiderstand q_d bzw. q_d' eines sandigen Rammgrundes und dem zu gleicher Rammtiefe gehörigen theoretischen Widerstandswert q_g des dichtgelagerten Sandes (Abszissen der Kurve D, Fig. 51 *a*) ist, desto geringfügiger sollte auch der Unterschied zwischen den Werten q_d und q_t, sowie zwischen den Werten q_d, q_d' und q_d'' (Formel 226) sein, denn die Unterschiede stehen, wie aus den Ergebnissen der bisherigen Untersuchungen hervorgeht, sowohl untereinander, als auch mit der relativen Dichte des Sandes in kausalem Zusammenhang. Sandmassen mit gleicher geologischer Vorgeschichte und mit ähnlich beschaffenen Körnern haben auch eine relative Dichte von ziemlich gleicher Größe. Infolgedessen stellen sie auch einen Rammgrund von einheitlicher Beschaffenheit dar, dessen Verhalten durch einfache Formeln gekennzeichnet werden kann. So gilt z. B. nach K. Bernhard[254]) für den Berliner Sandboden die Regel, daß man einen Pfahl, der bei einem Rammschlag mit einem Bären von 1 Tonne Gewicht und einer Hubhöhe von 1 *m* weniger als 10 *mm* zieht, mit 20 bis 25 Tonnen belasten könne. Aus der lebendigen Kraft des Rammbären und der angegebenen Eindringungstiefe berechnet sich der Eindringungswiderstand eines Pfahles mit einer Länge von 5 *m* und einem Durchmesser von 22 *cm* mit 63·6 Tonnen und jene eines Pfahles mit einer Länge von 10 *m* und einem Durchmesser von 30 *cm* mit 52·8 Tonnen. Falls der Rammgrund in jene Bodenkategorie gehört, für welche die Beziehung $\xi' = 1$ gilt (Formeln 228 und 230) — und dies scheint für den Berliner Sandboden zuzutreffen —,

[254]) Nach Leske, Der Betonpfahl in Theorie und Praxis. Berlin 1916.

so beläuft sich die Tragfähigkeit der erwähnten Pfähle auf rund 60 t und die nach der Berliner Regel als zulässig zu betrachtende Belastung von 20 bis 25 t entspricht ungefähr der Proportionalitätsgrenze. Die Regel liefert demnach in der Tat einen den Forderungen der Praxis angemessenen Wert und man kann obendrein aus den Ergebnissen der eben mitgeteilten Überschlagsrechnung schließen, daß sich die zulässige Belastung der in den Berliner Sandboden gerammten Pfähle ungefähr auf $0{\cdot}35\ q_d$ beläuft. q_d bedeutet den mit Hilfe der Formel 206 berechneten dynamischen Eindringungswiderstand der Pfähle. Es wäre aber sehr verfehlt, die Berliner Regel bei der Berechnung der Tragfähigkeit von Pfählen im Verbreitungsgebiet locker gelagerter, wasserdurchtränkter Feinsande zu verwenden.

Über die absolute Größe der Reibung, welche im Sandboden am Mantel gerammter Pfähle wirksam ist, liegen vorläufig noch wenige auf Messung beruhende Daten vor. Jedenfalls hängt diese Größe in hohem Maß von der relativen Dichte des durchrammten Materiales und vom Rammverfahren ab. Nach Tabelle 46, Nr. 1, belief sich die Mantelreibung für einen durch weißen, reinen Sand gerammten Pfahl im Mittel auf $9{\cdot}3\ t$ pro m^2. Für den Maximalwert derselben erhielt der Verfasser nach dem im Absatz c angedeuteten Verfahren die Ziffer $16{\cdot}3\ t$ pro m^2. Dieser Widerstand bezieht sich auf den untersten Teil des Pfahlmantels, d. h. auf eine Tiefe von $4{\cdot}8\ m$. Die Grenzwerte des in dieser Tiefe an der Umfangsfläche eingepreßter Pfähle[255]) wirksamen Reibungswiderstandes wurden mit Hilfe der in Tabelle 45 mitgeteilten Daten berechnet. Sie belaufen sich auf $12{\cdot}6\ t$ pro m^2 (locker gelagerter Sand) bzw. $39{\cdot}0\ t$ pro m^2 (dicht gelagerter Sand). Für den in einer dichtgelagerten Anschüttung steckenden Pfahl 2, Tabelle 46, Rammtiefe $t = 6{\cdot}5$, ergab sich ein Maximalwert von etwa $13{\cdot}0\ t$ pro m^2. In dieser Tiefe wirkt am Mantel eines langsam in locker gelagerten Sand eingepreßten Pfahles ein Reibungswiderstand von der Größe $16{\cdot}0\ t$ pro m^2. Über den Reibungswiderstand, der dem Eindringen von Pfählen in einen aus dichtgelagertem Sand oder Schotter bestehenden Rammgrund entgegenwirkt, enthält die Literatur gar keine Angaben, denn man kommt nur selten in die Lage, einen Pfahl in einen derart beschaffenen Boden eintreiben zu müssen. Außerdem ist der Eindringungswiderstand des Bodens so gewaltig (flacher Verlauf der Kurve D, Fig. 51 a), daß man sich beim Durchsinken des Bodens notgedrungen der Wasserspülung bedient. Es würde sich empfehlen, gelegentlich den Zugwiderstand eingespülter Pfähle zu messen.

f) Das Rammen von Pfählen durch Ton mit gleichmäßig gespanntem Porenwasser. Zur Erläuterung des Verfahrens für die Berechnung des Grundwertes q_g (Grenzbelastung für einen durch ruhende Belastung in den Boden gepreßten Pfahl) sollen im nachfolgenden die den Konsistenzgrenzen des Tones IV (Tabelle 19) entsprechenden Werte q_g berechnet werden. Die Fließgrenze dieses Tones liegt bei $\varepsilon = 1{\cdot}665$, die Plastizitätsgrenze bei $\varepsilon = 0{\cdot}75$ und die Schrumpfgrenze bei $\varepsilon = 0{\cdot}40$. Die Konsistenzgrenzen der vier Unterformen der plastischen Hauptkonsistenzform (Tabelle 7) sind durch die Ziffern $\varepsilon = 0{\cdot}75$, $0{\cdot}98$, $1{\cdot}22$ und $1{\cdot}44$ festgelegt. Ihre Druckäquivalente belaufen sich auf $4{\cdot}60$, $1{\cdot}08$, $0{\cdot}47$ und $0{\cdot}19\ kg$ pro cm^2. Nachdem es sich in den nachfolgenden Untersuchungen lediglich um eine Beurteilung der Größenordnung des Eindringungswiderstandes handelt, soll das Eigengewicht des Tones vernachlässigt werden. Diese Forderung ist bereits in der Bedingung enthalten, daß der Ton homogen sein soll. Die in der Natur vorkommenden steifplastischen Tonmassen können auch tatsächlich homogen sein, weil sich der vom Eigengewicht herrührende Teil des Bodendruckes sogar in einer Tiefe von $13\ m$ erst auf etwa 24% des Druckäquivalentes der Konsistenzform beläuft. Homogene Tonlager mit weichplastischer oder noch weicherer Konsistenzform sind hingegen in der Natur nicht möglich, weil die Dichte derart wasserreicher Tonmassen infolge des Eigengewichtes

[255]) Der Ausdruck „eingepreßter Pfahl" bezieht sich in unseren Erörterungen stets auf einen Pfahl, der in fertigem Zustand langsam in einen ungestörten Boden eingedrückt wurde, und nicht auf einen „Preßpfahl", d. h. auf einen in ein vorgebohrtes oder vorgerammtes Loch eingestampften Betonpfahl.

Tabelle 46.

Ort	Nr.	Rammgrund	Rammtiefe t_1 m	Mantelreibung in t pro m^2		
				Mittelwert	Reibung M_t in Tiefe t_1 [261]	Theoretische Vergleichswerte M_g [262]
Pensacola, Navy Yard [256]	1	Reiner weißer Sand. Zugversuch. Bis 43·7 t keine Bewegung, bei 45·7 t allmähliches Hochsteigen.	4·8	9·3	∼16·3	12·6 (lockerer Sand) 39·0 (dichter Sand)
Hauptbahnhof Hamburg	2	Festgelagerte Anschüttung aus Lehm, Mergel und Sand. Eisenbetonpfähle. Das Seil riß bei einer Zugkraft von 75 t.	6·5	>8	>13·0	16·0 (lockerer Sand) 51·5 (dichter Sand)
Hull Docks, England [257]	3	Spundpfahl. Steifer, blauer Ton. Zugversuch.	5·5	9·2	∼10·0 (Unabhängig von der Tiefe)	4·75—19·8 (Grenzen der steifplastischen Konsistenzform Ton IV)
Rheintal, Binnenkanal (Zugversuche) [258]	4	Weiches Moor, durchzogen von einigen anmoorigen Schichten.	0—7·7	0·72	∼1·44	2·45 (ungespannter Ton IV)
	5	Laufletten, (breiartiger Letten), überlagert von wassergesättigter, 7·7 m mächtiger Moorschichte.	7·7—11·0 [263] Mitt. 9·35	1·45	1·45	3·16 (ungespannter Ton IV)
	6	Weicher Lehm, unter- und überlagert von wässrigen Moorschichten.	0—5·1	1·68	∼3·36	1·45 (ungespannter Ton IV)
	7	Weicher Lehm, im oberen Teil durchzogen von 0·7 m mächtigen Moorschichten.	5·1—7·8 [263] Mitt. 6·45	3·57	3·57	1·90 (ungespannter Ton IV)
Goldenes Horn, Konstantinopel	8	Schlamm V, Tabelle 19. Stellenweise sandreicher. Weichplastisch.	6·0	1·8	1·9 (Unabhängig von der Tiefe)	1·78—4·75 (Grenzen der weichplast. Konsistenzform Ton IV)
Proctorsville, Louisiana [259]	9	Sandiger und toniger Schlamm, darunter feiner Ton. Tragfähigkeit 31·7 t. Spitzenwiderstand geschätzt 3·5 t.	9·0	3·33	∼7·0	3·0 (ungespannter Ton IV) 20·1 (lockerer Sand)
Philadelphia, Pa. [259]	10	Weicher Flußschlamm. Tragfähigkeit 17·1 t. Spitzenwiderstand geschätzt 5·4 t.	4·57	3·10	∼5·0	1·3 (ungespannter Ton IV) 12·2 (lockerer Sand)
Nach Brennecke [260]	11	Reibung zwischen sehr steifem Ton und Holz.	0—14	6·0	—	4·75—19·8 (Grenzen steifplastisch. Kons. Ton IV)
	12	Reibung zwischen weichem Ton und Holz.	0—14	1·86	—	0·81—4·75 (Grenzen weichplast. Kons. Ton IV)

[256]) Nach Baker, Treatise on masonry construction. 10. Aufl. 1913, S. 397. — [257]) Nach Baker, wie vor. (Aus Proc. Inst. C. E. Vol. 14, S. 311—315.) [258]) Ph. Krapf. Formeln und Versuche über die Tragfähigkeit gerammter Pfähle. Fortschritte der Ing.-Wiss. II. Gruppe, 12. H., Leipzig 1912. Die Reibungswerte 4—7, sowie die zugehörige Beschreibung des Rammgrundes finden sich auf S. 26 dieser Schrift. — [259]) Wie [256]), S. 396. (Aus Proc. Am. Soc. Vol. 27, S. 146—160.) — [260]) Der Grundbau. — [261]) Diese Reibungswerte wurden angenähert aus dem Mittelwert und aus der Beziehung ermittelt, welche für den in Betracht kommenden Rammgrund zwischen der Tiefe und der bezogenen Mantelreibung besteht. — [262]) Diese Spalte enthält die mit Hilfe der Koeffizienten u_2, Tab. 45, ermittelten theoretischen Reibungswerte für die Tiefe t_1 und für die Bodenklassen, die ihrer Beschaffenheit nach dem in der dritten Spalte beschriebenen Rammgrund am nächsten stehen. Die Erörterung der Beziehung, die zwischen den Werten M_g und den tatsächlich auftretenden Reibungswiderständen herrscht, findet sich im Text. — [263]) Krapf nahm an, daß der Reibungswiderstand innerhalb dieses Tiefenbereiches konstant gewesen sei.

mit der Tiefe rasch zunimmt. Die Berechnung der Tragfähigkeit von Pfählen, welche in Tonlagern stecken, deren Dichte nach untenhin wächst, bildet den Gegenstand des folgenden Absatzes und die auf Grund der Annahme einer homogenen Beschaffenheit der weichplastischen Tonlager berechneten Widerstandswerte q_g haben lediglich eine theoretische Bedeutung.

Der Wert des Druckes p_c in Formel 214 ist für den Ton IV so klein, daß man ihn im Vergleich mit Druckwerten von mehr als etwa 0·8 *kg* pro *cm*² vernachlässigen kann. Das Druckäquivalent der oberen Grenze der steifplastischen Konsistenzform dieses Tones beläuft sich auf 1·08 *kg* pro *cm*². Die Berechnung der Werte u_1 und u_2 kann demnach für die steifplastische Konsistenzform mit Hilfe der Formeln 221 und 215 vorgenommen werden. Die durch Vernachlässigung des Wertes p_c und durch Ausschaltung des mit β behafteten Gliedes vereinfachte Gleichung 24 des Hauptastes des Druck-Porenzifferdiagrammes lautet für den Ton IV

$$\varepsilon = -\alpha \ln p + c = -0{\cdot}157 \ln p + 0{\cdot}992.$$

Der in den Gleichungen 215 und 221 vorkommende Wert α beläuft sich demnach auf 0·157. Bei der Berechnung der Werte u_1 und u_2 für die drei weicheren Unterformen der plastischen Hauptkonsistenzform kann der Wert p_c in Formel 214 nicht vernachlässigt werden, weil das Druckäquivalent dieser Unterformen an sich schon klein ist. Die Ermittlung der Beiwerte u_1 und u_2 für die weicheren Unterformen erfolgt daher mit Hilfe der Gleichungen 222 und 217.

Die Untersuchungsergebnisse wurden auszugsweise im 3. Abschnitt der Tabelle 45 wiedergegeben. Für den Durchmesser d der Pfähle wurde der Wert $d = 30$ *cm* angenommen. Die den Berechnungen zugrundegelegte Ziffer $f = 0{\cdot}25$ der Reibung zwischen Ton und Holz entspricht ungefähr der Ziffer des statischen, inneren Gleitwiderstandes eines hochplastischen Tones.

Der 3. Abschnitt der Tabelle 45 bezieht sich allerdings auf einen Tonboden mit ungespanntem Porenwasser. Nachdem jedoch die Rammtiefen t_1 ($t_1 = 2{\cdot}62$, 6·13, 13·03 und 48·23 *m*, Tabelle 45, 3. Abschn., 2. Kolonne) derart gewählt wurden, daß die Porenziffer des Tones in jeder dieser Tiefen einer Konsistenzgrenze entspricht, lassen sich die in der Tabelle enthaltenen Daten ohneweiters auf den vorliegenden Fall übertragen. So beläuft sich beispielsweise die Porenziffer ε_0 des Tones in einer Tiefe von 13·03 *m* auf 0·98 und entspricht daher der Grenze zwischen der steif- und der weichplastischen Konsistenzform. Die Werte u_1 und u_2 hängen nach Formeln 215, 217, 221 und 222 bei gegebener physikalischer Beschaffenheit des Tones lediglich von der Porenziffer ε_0 ab, denn der Wert p_0 ist durch den Wert ε_0 bestimmt. In einem Tonlager mit ungespanntem Porenwasser ändert sich die Porenziffer mit der Tiefe und die für eine Porenziffer von 0·98 ermittelten Werte u_1 und u_2 gelten daher in einem solchen Tonlager bloß für die Tiefe $t_1 = 13{\cdot}03$ *m*, in der die Porenziffer 0·98 beträgt. Setzt man hingegen voraus, daß die Tonschichte homogen ist und daß sich ihre Porenziffer in jedem ihrer Punkte auf 0·98 beläuft, so fällt diese Einschränkung fort und der Eindringungswiderstand der Masse ist durch die dem Wert $\varepsilon_0 = 0{\cdot}98$ zugeordneten Werte u_1, u_2, p_1 und p_2 eindeutig festgelegt.

Die Tabellenwerte bildeten die Grundlage für den Entwurf des Diagrammes Fig. 51 *b*. Auf der Ordinatenachse wurden die Eindringungstiefen und auf der Abszissenachse die theoretischen Eindringungswiderstände q_g aufgetragen. Die Schaulinie T_0 entspricht der Ausrollgrenze, T_I der oberen Grenze der steifplastischen und T_{II} der oberen Grenze der weichplastischen Konsistenzform. Nachdem sowohl der Spitzenwiderstand als auch der auf die Flächeneinheit des Pfahlmantels bezogene Reibungswiderstand bei homogener Beschaffenheit des Tonlagers von der Eindringungstiefe unabhängig ist, verlaufen die Schaulinien im Tiefenbereich $t > t_{krit}$ geradlinig. Jede Abszisse wird durch die der vollausgezogenen Widerstandslinie beigeordnete lotrechte, strichlierte Linie in zwei Abschnitte geteilt, von denen der linke den vom

Spitzenwiderstand und der rechte den von der Mantelreibung herrührenden Teil der Grenzbelastung angibt.

Die Gleichungen 215 bis 218, mit deren Hilfe die Widerstandslinien T_0 bis T_{II}, Fig. 51 *b*, bestimmt wurden, gelten voraussetzungsgemäß nur dann, wenn die mit der Bildung des Verdichtungsmantels verbundene Abnahme des Wassergehaltes auch tatsächlich stattfinden kann, d. h. wenn das Eindringen des Pfahles so langsam erfolgt, daß die Bildung des Verdichtungsmantels ohne nennenswerte Zunahme des im Porenwasser des Tones herrschenden hydrostatischen Druckes vor sich geht. Das ist jedoch beim Einrammen eines Pfahles keineswegs der Fall. Die Druckänderung erfolgt vielmehr beim Rammen so rasch, daß der vom Rammbären ausgeübte Stoßdruck ebenso wie der Kolbendruck im Beispiel des 22. Abschnittes *c* zum größten Teil von den im Ton auftretenden hydrodynamischen Spannungen aufgenommen wird und die in der Trockensubstanz des Tones auftretende Spannungserhöhung (der nutzbare Verdichtungsdruck) beläuft sich nur auf einen kleinen Bruchteil des Verdrängungswiderstandes. Während der Arbeitspausen bzw. nach beendigter Rammarbeit erfährt das den Pfahl umgebende Ton-Wassergemenge eine adiabatische Zustandsänderung, wobei sich die hydrodynamischen Spannungen allmählich dem Nullwert nähern. Nimmt man die Rammarbeit nach längerer Arbeitspause wieder auf, so ist der zu überwindende dynamische Spitzenwiderstand weniger groß als vorher, weil der im Porenwasser herrschende hydrostatische Überdruck im Laufe der Arbeitspause abgenommen hat ($k_{1d} > k_{1d}''$)[264]. Die Bodenverdrängung erfolgt zum kleineren Teil durch Verdichtung, zum größten Teil jedoch durch Auftrieb und die Energiebilanz des Rammvorganges gestaltet sich äußerst ungünstig. Dies gilt insbesondere für die halbfeste und die steifplastische Konsistenzform. Rammgründe mit einer derartigen Konsistenz lassen sich folgendermaßen kennzeichnen:

$$\left.\begin{array}{ll}
k_{1d} > k_{1t} = 1 \text{ und } k_{2d} \doteq k_{2t} < 1, \text{ daher} & \xi = \dfrac{Q_d}{Q_t} > 1 \\
k_{1d}' > k_{1t}',\ k_{2d}' \doteq k_{2t}' \text{ und } \dfrac{k_{1d}'}{k_{1t}'} < \dfrac{k_{1d}}{k_{1t}}, \text{ daher} & \xi' = \dfrac{Q_d'}{Q_t'} > 1 \\
\text{sowie} & \xi' > \xi \\
k_{1d}'' < k_{1d} \text{ und } k_{2d}'' \doteq k_{2d} \doteq k_{2t}, \text{ daher} & \xi_p = \dfrac{Q_d''}{Q_t} > \xi \\
k_{1t} \doteq 1 \text{ und } k_{2t} < 1, \text{ daher} & \xi_s = \dfrac{Q_t}{Q_g} < 1 \\
k_{1t}' \doteq k_{1t} \doteq 1,\ k_{2t}' < 1 \text{ und } k_{2t}' > k_{2t}, \text{ daher} & \xi_s' = \dfrac{Q_t'}{Q_g} < 1 \\
\text{sowie} & \xi_s' > \xi_s
\end{array}\right\} \quad (233)$$

Außerdem gilt $\dfrac{Q_d'}{Q_d} < 1$, $\dfrac{Q_d''}{Q_d} < 1$ und $\dfrac{Q_d''}{Q_d'} < 1$.

Bei der Ableitung der Formeln 233 wurde angenommen, daß der während des Rammens am Pfahlmantel wirksame Reibungswiderstand mit dem Widerstand der

[264]) Damit erklärt sich die auf S. 265 erwähnte Beobachtung Bubendeys, „daß nach einer Zeit von ein bis zwei Tagen der Pfahl beim nochmaligen Aufwenden derselben Arbeitsgröße in stärkerem Maß (in den Ton) eindringt als das erstemal. Ein physikalisches Gegenstück dazu wird durch folgende, im Laboratorium zu beobachtende Erscheinung gebildet: Verringert man die Dicke der im 21. Abschnitt *c* behandelten Tonschichte durch rasche Aufbringung eines Druckes p um s, so vollzieht sich nach erfolgter Zusammendrückung im Innern der Schichte ein adiabatischer Spannungsausgleich. Um nun die Dicke der Schichte im Anfangsstadium dieses Ausgleiches um einen zusätzlichen Betrag Δs zu verkleinern, muß man eine wesentlich größere Arbeit leisten, als wenn man die zusätzlichen Zusammendrückungen nach erfolgtem Eintritt des inneren Gleichgewichtes vornimmt.

statischen gleitenden Reibung von Ton auf Holz identisch sei. Beim Rammen durch steifplastischen oder halbfesten Ton ist dies zweifellos der Fall, denn die durch Rammwirkung aus dem Boden getriebene Wassermenge ist zu geringfügig, um eine ausgiebige Druckwasserschmierung des Pfahlmantels bewirken zu können. Je weicher jedoch die Konsistenzform des Tones, desto bedeutender ist die beim Rammen stattfindende Wasserversetzung und desto wirksamer die reibungsvermindernde Wirkung des durch die Mantelfuge nach oben entweichenden Druckwassers ($k_{2d} < k_{2t}$). Im Laufe einer längeren Arbeitspause wird der Wasserfilm vom Ton aufgesaugt und bei der Wiederaufnahme der Rammarbeit hat man nicht bloß den dynamischen Spitzenwiderstand, sondern auch den vollen statischen Reibungswiderstand zu überwinden ($k_{2d}'' = k_{2t} > k_{2d}$.) Diese wichtige Tatsache wurde bereits im Absatz *d* angedeutet und soll im folgenden Absatz ausführlicher erörtert werden. An dieser Stelle sei nur noch bemerkt, daß der Wert des Quotienten $\frac{q_{1d}}{q_{2d}}$ mit zunehmender Rammtiefe sehr rasch abnimmt (Quotient aus den links bzw. rechts von den strichlierten Geraden gelegenen Abschnitten der Abszissen der vollausgezogenen Schaulinien *T* in Fig. 51 *b*). Infolgedessen nimmt die relative Bedeutung der durch Wasserschmierung hervorgerufenen Widerstandsverminderung mit zunehmender Rammtiefe zu. Die beim Rammen durch ziemlich steifen Ton aus dem Boden gequetschte Wassermenge ist unbedeutend und der nach einer längeren Rammpause zu überwindende dynamische Spitzenwiderstand q_{1d}'' kleiner als q_{1d} ($q_{1d}'' < q_{1d}$). Beim Rammen durch weichplastisches Material ist hingegen der Pfahlmantel vom Boden durch einen nach oben strömenden Wasserfilm getrennt. Die wasserdurchströmte Mantelfuge wirkt gewissermaßen als Entlastungsöffnung für das im Pfahlspitzenbereich aufgespeicherte Druckwasser. Im Laufe einer Rammpause wird der Schmierwasserfilm aufgesaugt und die Mantelfuge schließt sich. Bei der Wiederaufnahme der Rammarbeit ist die Entlastungsöffnung geschlossen und der durch den Rammschlag im Spitzenbereich erzeugte hydrostatische Überdruck viel größer als der im selben Bereich während der fortlaufenden Rammarbeit herrschende Druck. Infolgedessen gilt in diesem Fall $q_{1d}'' > q_{1d}$.

Nachdem die Intensität der durch Wasserschmierung bewirkten Reibungsverminderung eine stetige Funktion des Wassergehaltes darstellt, gehen auch die durch Formel 233 beschriebenen Eigenschaften des steifplastischen Rammgrundes mit zunehmendem Wassergehalt allmählich in die folgenden, die weichen Unterformen der plastischen Hauptkonsistenzform kennzeichnenden Eigenschaften über:

$$
\left.\begin{array}{l}
k_{1d} > 1,\ k_{2d} < k_{2t} \text{ und } k_{1t} = 1, \text{ daher} \ldots\ldots\ldots\ \xi = \dfrac{Q_d}{Q_t} \leqq 1 \\[2ex]
k_{1d}' < k_{1d},\ k_{2d}' > k_{2d},\ k_{2d}' < k_{2t}' \text{ und } k_{1t} = 1, \text{ daher} \ \ \xi' = \dfrac{Q_d}{Q_t} \leqq \xi \\[2ex]
k_{1d}'' > k_{1t},\ k_{1d}'' \leqq k_{1d},\ k_{2d}'' = k_{2t}, \text{ daher} \ldots\ldots\ldots\ \xi_p = \dfrac{Q_d''}{Q_t} > 1 \\
\qquad\qquad \text{und} \qquad \xi_p \leqq \xi \\[2ex]
k_{1t} = 1,\ k_{2t} < 1, \text{ daher} \ldots\ldots\ldots\ \xi_s = \dfrac{Q_t}{Q_g} < 1 \\[2ex]
k_{1t}' = k_{1t},\ 1 > k_{2t}' > k_{2t}, \text{ daher} \ldots\ldots\ldots\ \xi_s' = \dfrac{Q_t'}{Q_g} < 1 \\
\qquad\qquad \text{jedoch} \qquad \xi_s' > \xi_s \\[2ex]
\text{Schließlich } \dfrac{Q_d'}{Q_d} \leqq 1,\ \dfrac{Q_d''}{Q_d} \leqq 1 \text{ und } \dfrac{Q_d''}{Q_d'} \leqq 1.
\end{array}\right\} \ldots (234)
$$

Die Literatur enthält nur spärliche Angaben über die beim Rammen durch homogene Tonmassen gemachten Erfahrungen, denn Tonböden mit steifplastischer und halbfester Konsistenz benötigen keine Verdichtung und die in der Natur vorkommenden weichplastischen Tonmassen können infolge der relativen Bedeutung der in ihnen herrschenden Eigengewichtsspannungen nicht als homogen betrachtet werden (siehe S. 290). Sie fallen ihren Eigenschaften nach in den Rahmen des folgenden Absatzes.

Der Rammgrund der Pfähle *g*, *h* und *i*, Fig. 51 *b*, bestand aus steifplastischem Ton. Die Grenzbelastung aller dieser Pfähle sollte nach Formel 233 wesentlich kleiner sein als der aus den Rammdaten ermittelte und durch die Abszissen der Punkte *g*, *h* und *i* dargestellte dynamische Eindringungswiderstand.

Die Punktreihe k_1 bis k_5 läßt deutlich den Einfluß der Schlagzahl auf den dynamischen Eindringungswiderstand erkennen ($q_d' : q_d = 1{\cdot}59$). Bemerkenswert ist der Umstand, daß der Quotient $q_d'' : q_d = 1{\cdot}22$ kleiner ist als der Quotient $q_d' : q_d = 1{\cdot}59$. Er deutet an, daß die durch das emporströmende Druckwasser bewirkte Offenhaltung der Mantelfuge im vorliegenden Fall keinen nennenswerten Einfluß auf die Größe der im Spitzenbereich wirksamen hydrodynamischen Zusatzwiderstände hatte. Nachdem jedoch die untere Hälfte der Pfähle in steifplastischem, die obere Hälfte in weichplastischem Ton steckte und die Pfähle obendrein etwas konisch waren, könnte man auch annehmen, daß die Mantelfuge nur längs der oberen Hälfte der Pfähle offen und von Druckwasser durchströmt war.

Nachdem die Bodenverdrängung beim Durchrammen homogener Tonmassen infolge der großen, dem Entweichen des Porenwassers entgegenwirkenden Widerstände zum Teil durch Auftrieb (siehe S. 293) erfolgt, sind die am Mantel der gerammten Pfähle angreifenden Reibungskräfte kleiner als die theoretischen Reibungswerte $M_g = u_2 p_2 f$. Tabelle 46 enthält eine Nebeneinanderstellung gemessener und berechneter Reibungswerte (Daten Nr. 3, 11 und 12).

g) Pfähle in Schlammböden mit ungespanntem Porenwasser und in wasserführenden, zusammengesetzten Bodenschichten. Die Porenziffer der obersten Lage eines tonreichen, mit Wasser bedeckten Schlammes entspricht ungefähr der Fließgrenze des Materiales. Sie nimmt jedoch mit der Tiefe sehr rasch zu. Die Tiefe, in der eine Konsistenzform in die nächst festere übergeht, sei das Tiefenäquivalent der Konsistenzgrenze genannt. Bezeichnen

γ_1 das um den hydrostatischen Auftrieb verminderte Einheitsgewicht der Trockensubstanz des Schlammes,
ε_0 das Porenzifferäquivalent der Fließgrenze,
ε die Porenziffer des Tones in einer Tiefe t,
ε_n das Porenzifferäquivalent einer Konsistenzgrenze,
p den in einer Tiefe t des ungestörten Schlammlagers herrschenden Bodendruck,
p_n das Druckäquivalent der Porenziffer ε_n, und
t_n das Tiefenäquivalent der durch ε_n festgelegten Konsistenzgrenze,

so besteht zwischen ε und p nach Formel 24 die Beziehung

$$\varepsilon = -\alpha \ln (p + p_c) - \beta (p + p_c) + c \quad \ldots\ldots\ldots \quad (24)$$

oder angenähert

$$\varepsilon = -\alpha \ln (p + p_c) + c \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (99)$$

α und c sind konstante Beiwerte des Materiales und der Wert p_c ist durch die Bedingung $\varepsilon = \varepsilon_0$ für $p = 0$ festgelegt. In einer Tiefe t beläuft sich das um den hydrostatischen Auftrieb verminderte spezifische Gewicht des Ton-Wassergemenges auf

$$\gamma = \gamma_1 \frac{1}{1 + \varepsilon} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (235)$$

Schreitet man von einem in der Tiefe t gelegenen, wagrechten Bodenquerschnitt zu einem um dt tiefer liegenden fort, so nimmt der auf die Flächeneinheit des Querschnittes wirkende Bodendruck um $dp = \gamma\, dt$ zu. Infolgedessen

$$dt = \frac{dp}{\gamma} = \frac{1}{\gamma_1}(1+\varepsilon)\,dp$$

und

$$t_n = \frac{1}{\gamma_1}\int_0^{p_n}(1+\varepsilon)\,dp \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (236)$$

Führt man in Formel 236 den oben angegebenen Wert ε (Formel 99) ein, so erhält man

$$t_n = \frac{1}{\gamma_1}\int_0^{p_n}\left[1+c-\alpha\,ln\,(p+p_c)\right]dp =$$

$$= \frac{1+c}{\gamma_1}p_n + \frac{\alpha p_c}{\gamma_1}(ln\,p_c - 1) - \frac{\alpha(p_n+p_c)}{\gamma_1}\left[ln\,(p_n+p_c)-1\right] \quad \ldots \quad (237)$$

Falls man in der Formel 24 das mit β behaftete Glied nicht vernachlässigen will, empfiehlt es sich, den Wert des Integrales Formel 236 auf graphischem Weg zu ermitteln.

Als typischer Vertreter hochkolloidaler Schlammböden kann der Ton IV, Tabelle 19, bezeichnet werden. Die Porenzifferäquivalente der für unsere Untersuchung in Betracht kommenden Konsistenzgrenzen des Tones IV sind im 3. Abschnitt der Tabelle 45 enthalten. Die zwischen dem Druck p und der Porenziffer des Tones IV herrschende Beziehung ist durch die Kurve A_{IV}, Fig. 14, dargestellt und die Tiefenäquivalente t (Tabelle 45, 2. Spalte) wurden mit Hilfe der Kurve A_{IV} und der Formel 236 auf graphischem Weg ermittelt. Die zu den Konsistenzgrenzen des Tones gehörigen Beiwerte u_1, u_2, p_1 und p_2 sind bereits vom Abschnitt f her bekannt. (Tabelle 45).

Durch die Tiefenäquivalente t und die ihnen zugeordneten Werte p_2 sind Größe und Verteilung des auf den Pfahlmantel wirkenden Flächendruckes festgelegt. Für die Ziffer der Reibung zwischen Ton und Holz wurde ebenso wie im Absatz f der Wert $f = 0{\cdot}25$ und für den Pfahldurchmesser der Wert $d = 30\,cm$ gewählt. Der von der Reibung herrührende Teil q_{2g} der Grenzbelastung wurde durch graphische Integration ermittelt. Die Abszissen der Kurve S, Fig. 52, geben die bezogenen Grenzbelastungen q_g für einen Holzpfahl mit einem Durchmesser $d = 30\,cm$ an. Die Kurve S_1 teilt die Abszissen der Kurve S in je zwei Abschnitte, von denen der linke den bezogenen Spitzenwiderstand und der rechte den bezogenen, von der Mantelreibung herrührenden Teil der Grenzbelastung darstellt.

Infolge der hochkolloidalen Beschaffenheit des Tones IV können die Abszissen der Kurve S als untere Grenzwerte der Grenzbelastung von Pfählen bezeichnet werden, die langsam in einen Schlamm mit ungespanntem Porenwasser eingedrückt wurden. Mit zunehmendem Sandgehalt nimmt die Verdichtungsfähigkeit des Materiales ab. Je geringer die Verdichtungsfähigkeit, desto größer ist die Grenzbelastung. Der obere Grenzwert der Grenzbelastung q_g ist durch die Abszissen der einem äußerst locker gelagerten, schlammfreien Sand entsprechenden Kurve L gegeben[265]).

Beim Rammen der Pfähle hat man nebst dem statischen Spitzenwiderstand auch die in der Nachbarschaft der Pfahlspitze auftretenden hydrodynamischen Spannungen zu überwinden. Anderseits wird aber durch die beim Rammen auftretende, in den Abschnitten c und d erwähnte Wasserschmierung die Mantelreibung umso vollkommener ausgeschaltet, je rascher die Rammschläge aufeinander folgen.

[265]) Die Kurven L und L_1, Fig. 52, entsprechen den Kurven S und S_1 in Fig. 51 *a*.

In extremen Fällen kann die Wasserschmierung des Pfahlmantels auch bei verhältnismäßig langsamem Einpressen eines Pfahles wirksam werden. Als Beispiele seien folgende Tatsachen erwähnt: Ein 12 *m* langer Holzpfahl drang nach erfolgter, ruhender Belastung des Pfahlkopfes durch den 900 *kg* schweren Rammbären 9 *m* tief in den Schlamm[266]) und wurde dann durch einen Rammschlag mit 60 *cm* Hubhöhe um weitere 16 *cm* in den Boden getrieben. Vier Wochen später belief sich die durch Rammschläge mit Hubhöhen von 150 beziehungsweise 430 *cm* bewirkte Eindringung auf 0 beziehungsweise 11 *cm*. Aus der Wirkung des unmittelbar nach erfolgter Einbringung des Pfahles ausgeübten Rammschlages berechnet sich der dynamische Eindringungswiderstand des Pfahles mit etwa $Q_d' = 3{\cdot}9\ t$. Für den Widerstand Q_d'', der nach vierwöchentlicher Arbeitspause der Eindringung des Pfahles entgegenwirkte, liefert die Rechnung den Wert $Q_d'' = 40\ t$. Der statische Spitzenwiderstand kann mit hinreichender Genauigkeit der zum Einpressen der Pfähle erforderlichen Belastung von 0·9 *t* gleichgesetzt werden. Die Differenz zwischen dem dynamischen Eindringungswiderstand Q_d' und dem beim Einpressen des Pfahles ausgeübten Druck beläuft sich auf etwa 3 *t*. Sie gibt die Größe des bei wirksamer Mantelschmierung, d. h. bei offener Mantelfuge zu überwindenden hydrodynamischen Spitzenwiderstandes an. Dieser Zusatzwiderstand ist rund dreimal so groß als der statische Spitzenwiderstand. Die gewaltige Widerstandsdifferenz $Q_d'' - Q_d' = 40 - 3{\cdot}9 = 36{\cdot}1\ t$ ist zum kleineren Teil auf die während der Arbeitspause stattfindende Aufsaugung des Schmierwasserfilms, zum größten Teil jedoch auf die durch Schließung der Mantelfuge herbeigeführte Erhöhung des hydrodynamischen Spitzenwiderstandes zurückzuführen (siehe S. 294).

Beim Versuch, Pfähle in den Schlamm des Hudson-River einzurammen, zogen die Pfähle nur wenig oder gar nicht[267]). Man konnte sie jedoch bis zu der gewünschten Tiefe in den Schlamm einpressen, indem man sie mit einem Teil des Prahmgewichtes belastete. Nach einer längeren Arbeitspause (d. h. nach erfolgter Aufsaugung des Druckwasserfilms) ertrugen die Pfähle ohne nennenswerte Setzung eine ruhende Belastung von derselben Größenordnung wie die Belastung, mit der das Einpressen erfolgte.

In qualitativer Hinsicht sind die beim Rammen durch ungespannten Schlamm auftretenden hydrodynamischen Zusatzwiderstände und Widerstandsverminderungen identisch mit den Faktoren, die das Verhältnis zwischen dem dynamischen und dem statischen Eindringungswiderstand der homogenen, weichplastischen Tonböden bestimmen. Infolgedessen kann man Formel 234 ohneweiters auf den vorliegenden Fall übertragen. Sie lautet:

$$\left.\begin{array}{llll} \xi = \dfrac{Q_d}{Q_t} \leqq 1, & \xi' = \dfrac{Q_d'}{Q_t'} \leqq \xi, & \xi \leqq \xi_p > 1, & \\ \xi_s = \dfrac{Q_t}{Q_g} < 1, & \xi_s' = \dfrac{Q_t'}{Q_g} < 1, & \xi_s' > \xi_s \text{ und } \dfrac{Q_d'}{Q_d} \leqq 1; & \\ \text{Obendrein gilt } \dfrac{Q_d''}{Q_d} > 1 \text{ und } \dfrac{Q_d''}{Q_d'} > 1 & & & \end{array}\right\} \quad \ldots \quad (238)$$

Der Unterschied im Verhalten des ungespannten Schlammbodens einerseits und jenem des weichplastischen, homogenen Tonbodens anderseits kommt hauptsächlich in den Werten der Quotienten $\frac{Q_d''}{Q_d}$ und $\frac{Q_d''}{Q_d'}$ zum Ausdruck. Je mehr sich ein Rammgrund seiner Beschaffenheit nach dem steifplastischen, homogenen Ton nähert, desto geringfügiger wird der Einfluß der während einer Arbeitspause stattfindenden Schließung der Mantelfuge auf die Größe des hydrodynamischen Spitzenwiderstandes und desto kleiner werden die Werte $\frac{Q_d''}{Q_d}$, bzw. $\frac{Q_d''}{Q_d'}$.

[266]) Trans. Am. Soc. 1892, S. 156.
[267]) Eng. News 1888, S. 510.

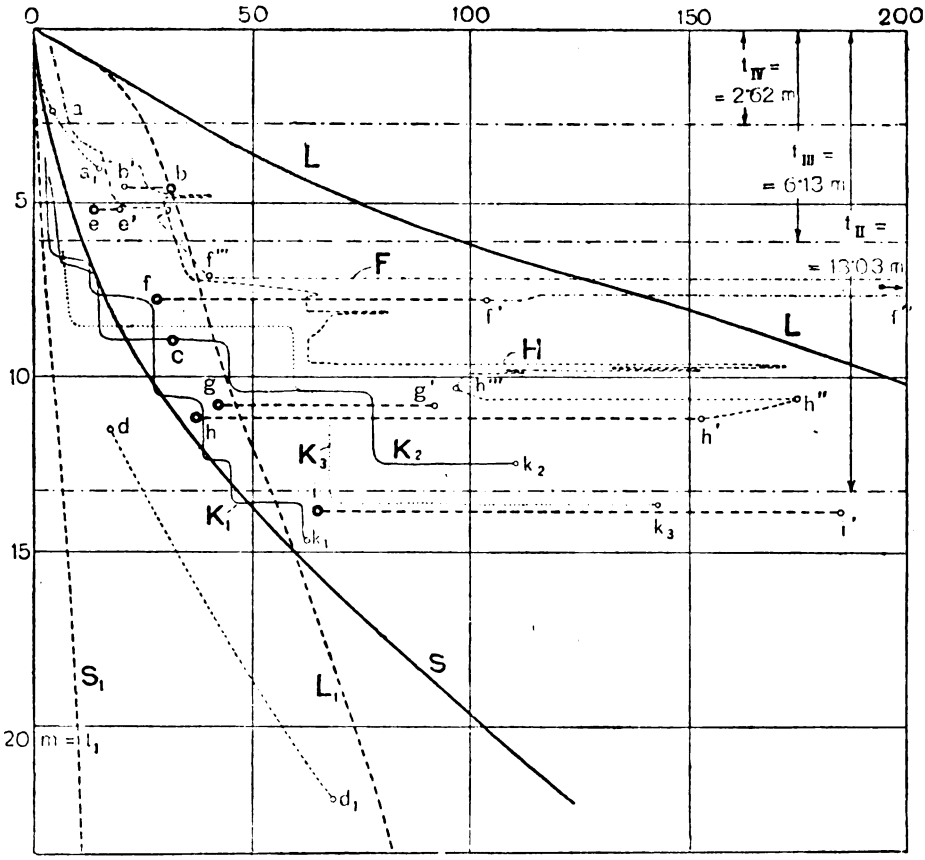


Fig. 52.

Die Abszissen der einfach umringelten Punkte geben den aus den Rammdaten mit Hilfe der Formel 206 berechneten dynamischen und jene der doppelt umringelten den durch Probebelastung ermittelten statischen Eindringungswiderstand in *kg* pro *cm²* der mittleren Querschnittsfläche ($F = r_1 r_2 \pi$) des im Boden steckenden Pfahlstückes an. Die Rammtiefen sind durch die Ordinaten der Punkte gegeben und die den Punkten beigesetzten Buchstaben haben folgende Bedeutung:

$a-a_1$: Sandreicher Meeresschlamm, Stenia, Bosporus. Dampfkunstramme (Leitpfahle 22 × 19 *cm* für einen Fangdamm. Beobachter Solakian).

$b-b_1$: Weicher Flußschlamm, Philadelphia, Pa. Holzpfähle. Dampfkunstramme. (Baker, A Treatise on Masonry Construction, 10. ed. 1913, S. 396.) Die Einsenkung war bei einer Belastung von 7·43 *t* (13·8 *kg* pro *cm²*) klein, bei 10·2 *t* (18·9 *kg* pro *cm²*) 1·9 *cm* und bei 17·1 *t* (31·7 *kg* pro *cm²*) 150 *cm*.

c: Schlamm, Sand und Ton, Proctorsville, Louisiana. Kantholzpfähle 30 × 30 *cm*. (Quelle der Daten wie zu Pfahl *b*.) Ergebnis der Belastungsprobe. Dynamischer Eindringungswiderstand identisch mit dem statischen.

$d-d_1$: Weicher Flußschlamm, Potomac River. Dampfkunstramme. (Substructure of Potomac River Highway Bridge, Wash. D. C. Eng. Rec., 1906, S. 103.)

$e-e'$ bis $i-i'$ aus Krapf, Formeln und Versuche über die Tragfähigkeit eingerammter Pfähle (Fortschr. der Ingenieurwiss. Zweite Gruppe, 12. Heft, Leipzig 1906). Gemischter Rammgrund, Holzpfähle. Handkunstramme. Österr. Rheintal-Binnenkanal.

$e-e'$: Krapfscher Pfahl II 4, Spitze in weichem Lehm, unter- und überlagert von wässerigen Moorschichten. *e* statischer, *e'* dynamischer Eindringungswiderstand bei laufendem Rammbetrieb.

$f-f'''$: Pfahl II 2. Bis zu 6 *m* Tiefe weiche Lehm- und Torfschichten, darunter weicher Lehm. Die Abszissen der Kurve *F* geben die dynamischen Eindringungswiderstände an. *f''* dynamischer Eindringungswiderstand nach einer Rammpause von 30 Tagen.

$g-g'$: Pfahl I 2. Bis zu 8 *m* Tiefe weiche Lehm- und Moorschichten. Darunter Laufletten. *g'* dynamischer Eindringungswiderstand bei laufendem Rammbetrieb.

$h-h'''$: Pfahl II 1. Rammgrund wie bei Pfahl *f*, jedoch unterhalb einer Tiefe von 8 *m* Laufletten. *h''* dynamischer Eindringungswiderstand nach einer Rammpause von 28 Tagen.

$i-i'$: Pfahl II 3. Rammgrund wie bei Pfahl *h*; Pfahlspitze stak jedoch im Sand.

k_1-k_3: Von Null bis 7·9 *m* Tiefe dichter Schlamm mit Muschelresten. Von 7·9 bis 8·5 *m* harte Kalkschichte, 8·5 bis 11·9 *m* dichter Ton, darunter dichter Sand und loser Seesand. Gründung der Pfeiler der Mariotis-Seebrücke bei Kairo. (Nach den von W. Stross veröffentlichten Daten. Beton und Eisen, 1908, S. 113.) K_1 Kurve der dynamischen Eindringungswiderstände beim kontinuierlichen Rammen mit einer Dampframme System Lacour. 500 *kg* Bärgewicht; K_2 wie vor, jedoch Kunstramme mit 600 *kg* Bärgewicht; K_3 wie vor, jedoch Dampfkunstramme mit 1000 *kg* Bärgewicht.

Zu den in Fig. 52 enthaltenen, der Praxis entnommenen Daten wäre folgendes zu bemerken:

Beim Pfahl *b*, der offenbar durch sandreichen Schlamm getrieben wurde, ist $\xi' = 0{\cdot}663 < 1$.

Für den Pfahl *c* ergab die Rechnung, daß der dynamische Eindringungswiderstand nahezu genau mit dem statischen übereinstimmt, d. h. $\xi' = 1$. Während jedoch das Symbol $\xi' = 1$ für den dicht gelagerten Sand die tatsächliche Identität des statischen und des dynamischen Eindringungswiderstandes ausdrückt, besagt $\xi' = 1$ im vorliegenden Fall lediglich, daß die beim Rammen im Spitzenbereich auftretenden hydrodynamischen Zusatzwiderstände durch die Herabminderung der Mantelreibung kompensiert wurden.

Für die Krapfschen Pfähle *e*, *f*, *g*, *h* und *i* sind die Werte von q_d' durch die Abszissen der Punkte *e'*, *f'''*, *g'*, *h'''* und *i'*, die Werte von q_d'' durch die Abszissen der Punkte *f''* und *h''* und die Werte von q_t' durch jene der Punkte *f*, *g* und *h* gegeben. Aus diesen Werten wurden mit Hilfe der Formel 227 die Werte ξ' und ξ_p abgeleitet. Sie belaufen sich auf $\xi' = 1{\cdot}41$ (Pfahl *e*), 1·44 (Pfahl *f*), 2·33 (Pfahl *g*), 2·63 (Pfahl *h*) und 2·87 (Pfahl *i*), sowie $\xi_p = 9{\cdot}05$ (Pfahl *f*) und 4·64 (Pfahl *h*). Es gilt demnach durchwegs $\xi' > 1$ und $\xi_p > \xi'$. Die Grenzbelastungen q_t' nehmen mit zunehmender Tiefe ungefähr in derselben Weise zu, wie die Abszissen der theoretischen Vergleichskurve *S*. Die Abszissen der Schaulinien *F* und *H* geben die dynamischen Widerstände an, die man beim Einrammen der Pfähle *f* und *h* zu überwinden hatte. Die Arbeitspausen stellen sich als lange, schmale, wagrechte Ausbuchtungen der Widerstandslinien dar (Pausen *f'''* *f''*, *h'''* *h''*, usw.).

An den Schaulinien $K_1 - K_3$ (Rammdaten Nildelta) ist der treppenförmige Verlauf besonders bemerkenswert. Dieser Verlauf verrät die Tatsache, daß die Mantelreibung während des Rammens nahezu ausgeschaltet war. Die wagrechten Abschnitte der Schaulinien entsprechen den Grenzflächen zwischen Bodenlagen von verschiedener Verdichtungsfähigkeit und verschiedener Durchlässigkeit. Bei wirksamer Mantelreibung müßte der Eindringungswiderstand auch beim Durchrammen homogener Bodenlagen stetig zunehmen.

Der Verfasser konnte feststellen, daß der dynamische Eindringungswiderstand beim Durchrammen einer weichplastischen, ziemlich homogenen Schlamm-Masse sogar innerhalb eines Tiefenbereiches von 1 bis 12 *m* keine nennenswerte Zunahme, sondern lediglich unberechenbare, jedoch ziemlich geringfügige Zu- und Abnahmen erfuhr. Auch der Verlauf der Schaulinien *F* und *H* der Krapfschen Pfähle *f* und *h* läßt die Wirkung der Wasserschmierung erkennen, trotzdem die Konsistenzform des durchrammten Materiales mit zunehmender Tiefe infolge der Eigengewichtswirkung steifer wurde.

Nachdem die Bodenverdrängung beim Rammen eines Pfahles durch kolloidreichen Schlamm ebenso wie beim Durchrammen homogener Tonmassen zum Teil durch Auftrieb erfolgt (s. S. 293) und bei höherem Sandgehalt des Rammgrundes obendrein durch die beim Rammen auftretende Rüttelwirkung gefördert wird (S. 285), so sind die auf den Mantel der gerammten Pfähle wirkenden Seitendrücke wesentlich kleiner, als die durch das Produkt aus dem Seitendruck p_{t_0} und dem Beiwert u_2 gegebenen theoretischen Seitendrücke (Tab. 45). Die theoretischen, dem Seitendruck p_2 entsprechenden, auf die Flächeneinheit des Pfahlmantels bezogenen Werte der Mantelreibung seien mit M_g[268]) und die wahren Werte derselben mit M_t bezeichnet. Die Grenzen, innerhalb welcher die Werte M_g für einen Schlammboden mit ungespanntem Porenwasser liegen können, sind durch die Werte von M_g für den hochkolloidalen Ton IV einerseits und für einen locker gelagerten Sand anderseits festgelegt.

---

[268]) Um den zu einer bestimmten Tiefe *t* gehörigen Reibungswert M_g zu finden, trage man in einem Diagramm die Tiefenäquivalente t_n der Konsistenzgrenzen als Ordinaten und die ihnen zugeordneten, im 3. Absatz der Tabelle 45 angegebenen Reibungswerte M_g als Abszissen auf. Legt man durch die so erhaltenen Punkte und durch den Koordinatenanfangspunkt eine Kurve, so geben die Koordinaten der Kurvenpunkte die Tiefen *t* bzw. die zu diesen Tiefen gehörigen Reibungswerte M_g an.

Tabelle 46 gestattet einen Vergleich zwischen gemessenen Reibungswerten M_t und den zu gleichen Eindringungstiefen t_1 gehörigen theoretischen Vergleichswerten M_g. (Pfähle 4 bis 10). Die Reibungswerte M_t für weiches Moor und für Laufletten (Pfähle 4 und 5) sind wesentlich kleiner, die Werte M_t für weichen Lehm (Pfähle 6 und 7) hingegen wesentlich höher als die theoretischen Reibungswerte M_g für einen hochkollodialen Ton mit ungespanntem Porenwasser.

Nachdem sogar die theoretischen Werte M_g der Reibung zwischen einer Pfahloberfläche und einem ungespannten Schlammboden je nach der Beschaffenheit des Schlammes sehr verschieden sind, kann man nur dann an eine halbwegs strenge Vorhersage des beim Durchrammen eines gegebenen Rammgrundes zu erwartenden Reibungswiderstandes denken, falls frische Bohrproben vorliegen. Die Theorie liefert uns bloß einen Anhaltspunkt für die systematische Verarbeitung der Beobachtungsergebnisse. Dasselbe gilt von der Anwendung der Theorie auf die Berechnung des Wirkungsgrades des Rammverfahrens.

Als Beispiel sei die Bilanz für die beim Rammen des Krapffschen Pfahles II *c* (Fig. 52, Pfahl *f*, Punkte *f*, *f'* *f''* und *f'''*) geleistete Arbeit aufgestellt. Die durch Probebelastung ermittelte Tragfähigkeit des Pfahles betrug

$17{\cdot}2\ t = 2{\cdot}8\ t$ (Spitzenwiderstand) $+ 14{\cdot}4\ t$ (Reibungswiderstand = gemessener Zugwiderstand).

Der beim Rammen wirksame dynamische Eindringungswiderstand wurde mit Hilfe der Formel 206 aus den Rammdaten ermittelt. Er belief sich auf $Q_d' = 20{\cdot}0\ t$ (Punkt *f'''*, Fig. 52). Nimmt man an, daß die Mantelreibung während des Rammens vollkommen ausgeschaltet war, so setzt sich der dynamische Eindringungswiderstand aus den beiden Komponenten

$$2{\cdot}8\ t\ (\text{stat. Spitzenwid.}) + 17{\cdot}2\ t\ (\text{dyn. Spitzenwid.}) = 20{\cdot}0\ t = Q_d'$$

zusammen. Nach einer längeren Arbeitspause sollte er sich auf

$2{\cdot}8\ t$ (stat. Spitzenwid.) $+ 17{\cdot}2\ t$ (dyn. Spitzenwid.) $+ 14{\cdot}4\ t$ (stat. Mantelreibung) $= 34{\cdot}4\ t$

belaufen. Die auf Grund der Rammdaten mit Hilfe der Formel 206 durchgeführte Rechnung lieferte jedoch den Wert $Q_d'' = 80{\cdot}0\ t$. Die Differenz

$$80{\cdot}0 - 34{\cdot}4 = 45{\cdot}6\ t$$

ist auf den Umstand zurückzuführen, daß sich die Mantelfuge während der Arbeitspause schloß. Das bei der Wiederaufnahme der Rammarbeit neuerdings unter Druck gesetzte Porenwasser mußte sich infolgedessen erst einen Weg zwischen Pfahl und Boden nach der Oberfläche des Rammgrundes bahnen. Während des laufenden Rammbetriebes war dieser Weg offen und der Strömungswiderstand infolgedessen wesentlich geringfügiger (vgl. S. 294).

Die eben aufgestellte Arbeitsbilanz läßt besonders klar erkennen, daß die Größe des dynamischen Eindringungswiderstandes beim Rammen im Schlamm gerade durch jene Faktoren bedingt wird, welche für die Größe des statischen belanglos sind. Die Wasserschmierung bewirkt eine Herabminderung und die im Spitzenbereich auftretenden hydrodynamischen Spannungen eine Erhöhung des Eindringungswiderstandes. Im Laufe einer Arbeitspause vollzieht sich im Spitzenbereich ein adiabatischer Ausgleich der hydrodynamischen Spannungen, während sich zugleich die während des Rammens offenstehende Mantelfuge schließt. Der Ausgleich bewirkt eine Verkleinerung und die Schließung der Fuge eine Vergrößerung der bei Wiederaufnahme der Rammarbeit zu überwindenden hydrodynamischen Zusatzwiderstände. Alle diese einander widerstreitenden Einflüsse stehen sowohl untereinander als auch mit der Rammtiefe und der Bodenbeschaffenheit in ursächlichem Zusammenhang. Die zwischen den Größen Q_d und Q_t herrschende Beziehung ist daher für den schlammigen

Tabelle 47.

Gruppe	Klasse[269])	Formel Nr.	ξ	ξ'	ξ_p	ξ_s	ξ_s'	$\frac{Q_d'}{Q_d}$	$\frac{Q_d''}{Q_d}$	$\frac{Q_d''}{Q_d'}$	Anmerkung
A	I. Dicht gelagerte, künstliche, erdige Anschüttungen ($D = 0{\cdot}5 - 1{\cdot}0$)	232	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 1$	
	II. Dicht gelagerte Sande u. Schotter ($D = 0{\cdot}5 - 1{\cdot}0$)	230	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 1$	Übergang durch Abnahme der relativen Dichte
	III. Locker gelagerte Sande u. Schotter ($D = 0 - 0{\cdot}5$)	228	< 1	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 1$	< 1	$> \xi_s$	> 1	> 1	$\gtrsim 1$	
	IV. Gesättigter Feinsand, Mo oder Schluff (Schwimmsand)	229	< 1	$\lesssim 1$ Pfahl f: 0·338[270])	> 1 f: 2·68	< 1	$> \xi_s$	> 1	> 1	> 1	Übergang durch Zunahme des Schlammgehaltes
	V. Schlammablagerungen mit wasserbedeckter Oberfläche	238	$\lesssim 1$	$\lesssim \xi$ b: 0·654, c: 1·00 $f - i$: 1·44 – 2·89	$\lesssim \xi$ $f - i$: 4·64 – 9·05	< 1	$> \xi_s$	$\lesssim 1$	> 1	> 1 $f - i$: 1·76 – 6·30 Bsp. S. 297 : 10·2	
B	VI. Sehr weich- oder weichplastische Lehme und Tone	234	$\lesssim 1$	$\lesssim \xi$	$\lesssim \xi$	< 1	$> \xi_s$	$\lesssim 1$ k: 1·60 – 1·75	$\lesssim 1$ k: 1·22	$\lesssim 1$ k: 0·76 – 0·70	Stellt den Übergang von V zu VII dar
	VII. Steifplastische oder halbfeste Lehme und Tone	233	> 1	$> \xi$	$> \xi$	< 1	$> \xi_s$	< 1	< 1	< 1	
C	VIII. Sehr weich- oder weichplastische Tonmassen mit Austrocknungskruste	Der Charakter des Rammgrundes läßt sich nur indirekt, auf Grund der beobachteten Wirkung einer Herabminderung der Schlagzahl (Werte von $\frac{Q_d'}{Q_d}$) sowie aus der relativen Bedeutung der nach einer Arbeitspause auftretenden Zusatzwiderstände (Werte von $\frac{Q_d''}{Q_d'}$) beurteilen.									
D	IX. Geschichteter Rammgrund										

[269]) Bezeichnung der Bodenklassen nach Tabelle 42.

[270]) Die Pfahlbezeichnungen beziehen sich in dieser Zeile (Bodenklasse IV) auf Fig. 51*a*, in der folgenden (Klasse V) auf Fig. 52 und in der dritten (Klasse VI) auf Fig. 51*b*. Die Ziffern sollen eine Vorstellung von der Größenordnung der Werte ξ vermitteln.

Rammgrund äußerst verwickelt. Eine tiefere Einsicht in die quantitative Seite dieser Beziehung kann bloß durch systematische Verarbeitung von Rammdaten erworben werden.

Weichplastische Tonmassen, die eine oberflächliche Verdichtung durch Austrocknung erfahren haben, verhalten sich nach erfolgter Durchrammung der Kruste wie die im Absatz *f* behandelten homogenen, weichplastischen Rammgründe. Falls jedoch der Rammgrund aus einer Folge stark und wenig durchlässiger (sandreicher und tonreicher) Schichten besteht, läßt sich gar nichts über das voraussichtliche Verhältnis zwischen dem statischen und dem dynamischen Eindringungswiderstand aussagen. Man kann nur indirekt aus der Wirkung einer Herabminderung der Schlagzahl sowie aus der Größe der nach einer Arbeitspause auftretenden Zusatzwiderstände auf den Gesamtcharakter des Rammgrundes schließen.

h) Klassifizierung des Rammgrundes. Die beim Pfahlrammen im Boden auftretenden Spannungs- und Bewegungserscheinungen sind nicht so einfach, wie die Vorgänge, die sich bei der rascheren oder langsameren Belastung des Bodens durch eine Flachgründung abspielen. Die Faktoren, von denen das Verhalten des Bodens abhängt, sind hingegen in beiden Fällen identisch. Sie bestehen in der relativen Dichte des Bodens, der Gestalt der Bodenkörner (derb oder schuppenförmig), dem Strömungswiderstand und dem Kapillardruck. Infolgedessen geht der Verfasser auch bei der Klassifizierung des Rammgrundes von der Klasseneinteilung Tabelle 42 aus.

Am kennzeichnendsten sind für das Verhalten des Rammgrundes die Werte der Koeffizienten ξ. Diese Ziffern geben Aufschluß über die relative Bedeutung der dynamischen Zusatzwiderstände und spielen im System Tabelle 47 der Rammgründe dieselbe Rolle, wie die Grenzbelastungsformeln im System Tabelle 43. Um das System weiter ausbauen und der Praxis dienstbar machen zu können, müßte man zunächst über ein reichhaltigeres, aus Rammdaten abgeleitetes und durch sachliche Angaben über die Rammgrundbeschaffenheit ergänztes Ziffernmaterial verfügen. In seiner gegenwärtigen Form vermittelt das System lediglich ein Gesamtbild von der Mannigfaltigkeit der Beziehungen, welche zwischen der Rammgrundbeschaffenheit (Bodenklasse), dem Rammverfahren (Schlagzahl), dem dynamischen und dem statischen Eindringungswiderstand herrschen.

26. Abschnitt.

Der Erddruck auf starre und nachgiebige Stützwände.

Dieses Problem nimmt in der Erdbaumechanik insoferne eine Sonderstellung ein, als ein Teil dieses Problems, der Sanddruck auf Stützmauern, bisher den Hauptgegenstand unserer Wissenschaft bildete. Infolgedessen läßt die Stellungnahme zu diesem Problem den Unterschied zwischen der klassischen Erdbaumechanik einerseits und der vom Verfasser vertretenen Anschauungen andererseits besonders klar hervortreten. Das Problem wurde nämlich bisher stets als ein statisch bestimmtes behandelt. Dadurch vereinfachte sich die Rechnung außerordentlich und bekam den Anschein wissenschaftlicher Strenge. Die Lösung lieferte jedoch ein unvollständiges Bild des Sachverhaltes und die Bemühungen, den Anwendungsbereich der Theorie auf die übrigen, praktisch weitaus wichtigeren Gebiete des Erdbaues auszudehnen, mußten unvermeidlicherweise scheitern. Nachdem bereits eine umfangreiche Literatur über den Gegenstand dieses Abschnittes vorliegt, beschränkt sich der Verfasser im nachfolgenden auf eine kurze Erörterung der strittigen Punkte.

a) Geschichtlicher Rückblick[271]). Die grundlegenden Voraussetzungen der klassischen Erddrucktheorie wurden bereits im Absatz *b* der Einleitung aufgezählt

[271]) Eine erschöpfende Darstellung der geschichtlichen Entwicklung der Lehre vom Erddruck findet sich in F. Kötter, Die Entwicklung der Lehre vom Erddruck. Jahresbericht der deutschen Mathematikervereinigung, II., 1893.

Wenn eine Stützwand ausweicht, trennt sich ein keilförmiger, an die Stützwand grenzender Bodenkörper von der Hinterfüllung ab und sinkt zwischen Wand und Gleitfläche in sich zusammen. Man sagt, der Keil „gleite". Die Erscheinung des Abgleitens ist so sinnfällig, daß der Beobachter unwillkürlich den Eindruck gewinnt, sie bilde das Wesen der Gleichgewichtsstörung im Erdreich. Es war demnach naheliegend, bei der rechnerischen Behandlung des Stützmauerproblems von der Gleitflächenbildung auszugehen und letztere mit dem Zusammenbruch des Gleichgewichtes der Hinterfüllung zu identifizieren. (Erste grundlegende Annahme.)

Die Beobachtung, daß jedes körnige Material nach gänzlichem Entfernen der stützenden Wand unter dem Einfluß der Schwere eine ebene Böschung von bestimmter, für das Schüttungsmaterial charakteristischer Steilheit (die natürliche Böschung) bildet, führte zu der zweiten, im Laufe der Zeit ebenfalls zum Axiom gewordenen Annahme, daß die Ziffer des Widerstandes der inneren Reibung des Hinterfüllungsmateriales mit der Tangente des Neigungswinkels seiner natürlichen Böschung identisch sei. Durch diese beiden Annahmen ist das Verhalten der Hinterfüllung in statischer Hinsicht so eindeutig festgelegt, daß weder die zwischen den Bodenkörnern herrschenden statischen Beziehungen, noch die elastischen Eigenschaften des Bodens zum Gegenstand weiterer Studien gemacht wurden.

Couplet, der Schöpfer der ersten, einigermaßen wissenschaftlichen Erddrucktheorie[272]), behandelte die Hinterfüllung als kohäsionsloses Haufwerk kugelförmiger Massenelemente. Leider verhinderte ihn die Willkür, mit der er bei der Wahl seiner Voraussetzungen hinsichtlich der Anordnung der Kugeln vorging, an einer tieferen Einsicht in das Wesen des Problems.

Coulomb[273]) verließ den von Couplet eingeschlagenen Weg. Er vermied die Schwierigkeiten, die das Eingehen auf das Verhalten der Schüttungselemente bereitet, indem er an die Stelle der aus Körnern bestehenden Schüttung das Gedankenbild einer homogenen, unzusammendrückbaren, lediglich mit einer dem Flächendruck proportionalen Scherfestigkeit ausgestatteten Materie setzte, und berechnete auf Grund dieser Substitution den Erddruck auf eine senkrechte Stützwand mit Hilfe des „Prismas des größten Druckes". Damit hatte er ein Teilproblem der Erdbaumechanik erfolgreich gelöst, zugleich aber, durch sein bestechend einfaches und einleuchtendes Verfahren, die Aufmerksamkeit der Forscher dauernd von den recht komplizierten Teilursachen der Erddruckerscheinungen abgelenkt.

Woltmann[274]) ersetzte die Coulombsche Reibungsziffer durch die Tangente des natürlichen Böschungswinkels, ohne näher zu untersuchen, inwieweit die Faktoren, welche die Größe des natürlichen Böschungswinkels bedingen, auch im Inneren der Sandmassen wirksam sind. Die Woltmannsche Annahme ging als Axiom in die Erddrucktheorie ein.

Gestützt auf die Coulombsche Theorie und auf die Annahme, daß der Erddruck mit der Flächennormalen der Wandfläche den vollen Winkel der Reibung zwischen Wand und Sand bilde, schuf Rebhann[275]) sein bekanntes, heute noch bei der Berechnung des Erddruckes auf Stützmauern in Verwendung stehendes graphisches Verfahren. Winkler[276]) gab der Coulomb-Ponceletschen Theorie (allgemeine Theorie unter der Annahme ebener Gleitflächen) eine schärfere Fassung.

---

[272]) Couplet, De la poussée des terres contre leurs revêtements et la force qu'on leur doit opposer. Histoire de l'Académie Royal des Sciences. Paris 1726—28.

[273]) Essai sur une application des règles de maximis et minimis à quelques problèmes de statique relatifs à l'architecture. Mémoires de mathém. et de phys. présentées à l'Académie Roy. des Sciences par divers savants. Vol. VII, 1773. Paris 1776.

[274]) Beiträge zur hydraulischen Architektur, III. Bd., 1794, und IV. Bd., 1799.

[275]) Theorie des Erddruckes und der Futtermauern mit besonderer Rücksicht auf das Bauwesen. Wien 1871.

[276]) Neue Theorie des Erddruckes, 1872. — Über Erddruck auf gebrochene und gekrümmte Wandflächen. Zentralblatt der Bauverwaltung. Berlin 1885.

Die bisher aufgezählten Methoden für die Berechnung des aktiven Erddruckes beruhten auf einer mechanischen Deutung der beim Ausweichen einer Stützmauer sichtbaren Bewegungserscheinungen und auf einer Verallgemeinerung der aus den beobachteten Erscheinungen gezogenen Schlüsse. Unabhängig von diesen Versuchen entwickelte sich in den fünfziger Jahren des vorigen Jahrhundertes unter dem Einfluß der Elastizitätslehre ein neuer Zweig der Erddrucktheorie. (Scheffler[277]), Rankine[278]), Lévy[279]) und Considère[280]). Dieser Zweig ist heute unter dem Namen Rankines Erddrucktheorie bekannt. Die Theorie geht vom Gleichgewicht des Körperelementes einer unendlich ausgedehnten, ebenflächig begrenzten Erdmasse aus. Der im Innern eines solchen Erdkörpers herrschende Spannungszustand ist durch die Formeln 129 und 131 festgelegt. Setzt man in diesen Formeln an die Stelle des Winkelwertes φ den Wert φ_1 des natürlichen Böschungswinkels, so stellen diese Formeln die Grundgleichungen der Rankinschen Erddrucktheorie dar. Um den auf eine Stützwand mit ebenflächig und wagrecht begrenzter Hinterfüllung wirkenden Erddruck zu berechnen, ersetzt Rankine die Mauer durch einen ebenfalls wagrecht und ebenflächig begrenzten Erdkörper. Der auf die Stützwand wirkende Erddruck soll mit der Resultierenden der Spannungen identisch sein, welche in der so entstandenen, nach zwei Richtungen hin unendlich ausgedehnten Masse an der Grenzfläche zwischen der Hinterfüllung und dem ihr hinzugefügten Erdkörper herrschen. Die Unzulänglichkeit des Vergleiches ist offenkundig: Nach den im 22. Abschnitt *c* mitgeteilten Versuchsergebnissen ist die im ungestörten Erdreich herrschende wagrechte Hauptspannung wesentlich größer, als der Seitendruck, welcher dem Augenblick der ersten Gleitung entspricht. Der Wert dieser Spannung (des Ruhedruckes) kann erst dann auf den unteren Grenzwert des Seitendruckes herabsinken, wenn der Erdkörper vorher eine durch das Nachgeben der Stützmauer hervorgerufene Formänderung erfahren hat. Diese Formänderung wurde von Rankine nicht berücksichtigt und die Theorie entwirft infolgedessen ein von der Wahrheit abweichendes Bild von dem Spannungszustand, der im Augenblick der ersten Gleitung im Stützwandbereich herrscht. Aber auch für den Ruhedruck liefert die Theorie bei geneigter Wandfläche nicht ganz zutreffende Werte, weil der zur Hinterfüllung einer starren Wand benützte Sand durch die während des Einbringungsvorganges stattfindenden Setzungen in einen Spannungszustand versetzt wird, welcher mit dem in einem unendlich ausgedehnten Erdkörper herrschenden Spannungszustand nicht identisch ist (siehe Absatz *f*). Trotz dieses Umstandes leistet die Theorie wertvolle Dienste, denn sie gestattet infolge ihrer Einfachheit die rasche Ermittlung von Näherungswerten des Erddruckes. Sie wurde von Culmann[281]), Mohr[282]) und Weyrauch[283]) der graphischen Behandlung zugänglich gemacht.

Im Jahre 1882 zeigte Forchheimer[284]) auf experimentellem Weg, daß die beim Erdschub (passivem Erddruck) auftretenden Gleiterscheinungen keineswegs mit den von der Theorie geforderten übereinstimmen. Auch fand er, daß die Lage der beim Nachgeben einer Stützwand entstehenden Gleitfläche von der Richtung abhängt, in der die Stützwand auswich. In einer vor kurzem erschienenen Arbeit[285]) unternahm

---

[277]) Crelles Journal für die Baukunst, 1851. — Theorie der Gewölbe, Futtermauern und eisernen Brücken, 1857.

[278]) On the stability of loose earth. Philosophical Transactions of the London Royal Society, 1856–1857.

[279]) Pariser Akademie der Wissenschaften, 1867. Referat von de Saint-Venant, Comptes rendus, Vol. LXX, 1870.

[280]) Note sur la poussée des terres. Ann. des ponts et chaussées, 1870.

[281]) Die graphische Statik, Abschnitt XIII, Theorie der Stütz- und Futtermauern. Zürich 1866.

[282]) Abhandlungen aus dem Gebiet der technischen Mechanik. Berlin 1905.

[283]) Theorie des Erddruckes auf Grund der neueren Anschauungen. Allgemeine Bauzeitung. Wien 1881.

[284]) Über Sanddruck und Bewegungserscheinungen im Inneren trockenen Sandes. Z. d. öst. I. u. A.-V. 1882.

[285]) Über den Sanddruck. Schweizerische Bauzeitung, 1923, I., S. 293.

derselbe Autor einen Versuch, die Widersprüche zwischen der Rankineschen Theorie und den Ergebnissen der experimentellen Erddruckforschung mit Hilfe des Prinzips der virtuellen Verschiebungen aufzuklären. Er weist darauf hin, daß man bei der Aufstellung der Arbeitsgleichungen die bei der Streckung des abrutschenden Keiles geleistete Formänderungsarbeit berücksichtigen müsse.

Müller-Breslau[286]) hat durch mustergültige, für die Versuchsanstalt für Statik der Baukonstruktionen der Berliner technischen Hochschule entworfene Versuchseinrichtungen der experimentellen Erddruckforschung neue Wege gewiesen und sein Arbeitsverfahren dürfte auf die Dauer vorbildlich bleiben. Auch fand er ein Näherungsverfahren für das von F. Kötter[287]) auf analytischem Weg gelöste Problem der Ermittlung des Erddruckes auf krumme Gleitflächen.

In den Vereinigten Staaten haben sich insbesondere J. C. Meem, E. P. Goodrich und J. Feld Verdienste um die experimentelle Erddruckforschung erworben. J. Feld[288]) experimentierte mit einem etwa 1·8 *m* hohen Apparat von der Müller-Breslauschen Type. Die Drücke wurden jedoch nicht mit Spannungsmessern, sondern mit Hilfe äußerst empfindlicher Plattformwagen gemessen. Die Versuche lieferten wertvolle Aufschlüsse über die nach erfolgter Hinterfüllung der Stützwand auftretenden periodischen Erddruckschwankungen, sowie über den Einfluß von Temperaturänderungen auf die Größe des Erddruckes.

b) Der natürliche Böschungswinkel und die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes. Die Mehrzahl der im Absatz *a* genannten Forscher identifizierten die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes mit der Tangente des natürlichen Böschungswinkels. Nun hatte bereits im Jahre 1877 der englische Physiker Clerk Maxwell die Aufmerksamkeit G. H. Darwins auf die Möglichkeit gelenkt, daß die Art der Einbringung des Sandes die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes und mit ihr die Größe des Erddruckes beeinflussen könne. Er nannte diesen Faktor „The historical element". Die Vermutung Maxwells wurde durch die Ergebnisse der Versuche Darwins[289]) bestätigt. Die Ziffern der von Darwin gemessenen, von verschieden gelagerten, wagrecht abgeglichenen Hinterfüllungen gegen lotrechte Stützwände ausgeübten Erddrücke liegen zwischen den Grenzen 0·132 (eingerüttelter Sand) und 0·189 (in lockeren, wandwärts abfallenden Lagen geschütteter Sand). Darwin experimentierte mit Flintstaub. Im Jahre 1917 wiederholte der Verfasser die Darwinschen Versuche und fand, daß die Darwinschen Angaben auch für Feinsand und Grobsand zutreffen[290]).

J. Feld[291]) bemerkt zu der Frage nach dem inneren Gleitwiderstand: „Boussinesq hat im Jahre 1883 darauf hingewiesen, daß die zur Beschreibung des Verhaltens körniger Massen dienenden Formeln nicht Funktionen des natürlichen Böschungswinkels, sondern vielmehr Funktionen der Ziffer der inneren Reibung darstellen sollten. Bei den Erddruckerscheinungen befindet sich die Masse zunächst in Ruhe und geht erst im Laufe der Vorgänge in einen unstabilen Zustand bzw. in Bewegung über, während der natürliche Böschungswinkel nach erfolgtem Übergang der Masse aus dem Zustand der Bewegung in jenen der Ruhe gemessen wird."

Veranlaßt durch ähnliche Überlegungen griff Hofrat K. Skibinsky[292]) auf die

---

[286]) Erddruck auf Stützmauern. Stuttgart 1906.

[287]) Die Bestimmung des Druckes an gekrümmten Gleitflächen, eine Aufgabe aus der Lehre vom Erddruck. Sitzungsber. der Ak. d. Wiss. Berlin 1903.

[288]) Lateral Earthpressure: The accurate experimental determination of the lateral earthpressure, together with a resume of previous experiments. Trans. Am. Soc. Vol. LXXXVI, p. 1448 (1923).

[289]) On the horizontal thrust of a mass of sand. Minutes of Proceedings of the Inst. of C. E. (1883), Vol. 71.

[290]) Old Earthpressure Theories and new Test Results. Eng. News-Rec. 1920, II. S. 632.

[291]) Lateral Earthpressure. Trans. Am. Soc. Vol. 86 (1923), S. 1451 (Übersetzung).

[292]) Das Gleichgewicht des rolligen Materiales. Österr. Wochenschr. f. öffentl. Baudienst, Bd. 22, 1916, Heft 48, 49 und 50; Bd. 23, 1917, Heft 17.

von Couplet erfolglos versuchte Methode des Studiums des Gleichgewichtes der Kugelschüttungen zurück. Er gelangte zu einer schärferen Fassung des Begriffes des Gleichgewichtes der Schüttungen und berechnete die Größe des Seitendruckes unabhängig von den Coulombschen Voraussetzungen und ohne den natürlichen Böschungswinkel in die Rechnung einzuführen.

Jacob Feld sah sich bei der Verarbeitung seiner eigenen Versuchsergebnisse veranlaßt, an Stelle des natürlichen Böschungswinkels einen von der Struktur des Sandes abhängigen Koeffizienten einzuführen, den er „Coefficient of internal resistance" nannte.

Dem Prinzip nach ist der von Feld eingeschlagene Weg als richtig zu bezeichnen; die von ihm in Vorschlag gebrachte Definition der inneren Reibung ist jedoch mit Vorsicht aufzunehmen[293]). Für ganz unzulässig hält der Verfasser die Methode, mit deren Hilfe J. Feld die Ziffer der inneren Reibung auf experimentellem Weg bestimmte[294]). Das gleiche gilt von dem von Feld unternommenen Versuch, die Kohäsion der Hinterfüllung

[293]) Die Definition lautet: „Es wurde gefunden, daß man zwischen zwei Reibungsziffern unterscheiden muß; die eine entspricht der Kraft, welche erforderlich ist, um die gleitende Masse in Bewegung zu setzen, und die andere der Kraft, die notwendig ist, um die Masse in Bewegung zu erhalten. Erstere ist durch den gesamten Scherwiderstand der Masse bestimmt. Dieser Scherwiderstand besteht aus zwei Teilen: Der eine ist auf den Widerstand der Teilchen gegen rollende Relativbewegung (to rolling over each other) d. h. auf den Reibungswiderstand, und der andere auf die zwischen den Oberflächen der Bodenteilchen wirksamen Anziehungskräfte, d. h. auf die Kohäsion der Masse zurückzuführen. Die Ziffer des gesamten Scherwiderstandes wird die ‚Ziffer des inneren Widerstandes' (coefficient of internal resistance) und der ihr entsprechende Reibungswinkel der Winkel des inneren Widerstandes genannt. Während der Gleitbewegung ist der Reibungswiderstand wirksam, die Kohäsion hingegen nicht. Infolgedessen ist die zweiterwähnte Reibungsziffer kleiner als die erste. Sie wird als ‚Ziffer der inneren Reibung' (coefficient of internal friction) und der ihr entsprechende Winkel als Winkel der inneren Reibung bezeichnet." (Trans. Am. Soc., Paper No. 1529, S. 1451. Übersetzung des Verfassers.) Zu dieser Definition ist folgendes zu bemerken: Der von J. Feld als Reibungswiderstand bezeichnete Teilwiderstand des „inneren Widerstandes" setzt sich seinerseits ebenfalls aus zwei Teilwiderständen zusammen, von denen der bedeutendere nach S. 55 von der Anordnung der Bodenkörner abhängt. Nun ist die Anordnung der Bodenkörner während der Gleitung eine ganz andere als vor derselben, und vor dem Eintritt der ersten Gleitung eine andere als vor dem Einsetzen einer zweiten (siehe die Bemerkungen des Verfassers zu den Ergebnissen der Versuche des Am. Found. Comm., S. 58). Infolgedessen besteht der Unterschied zwischen dem „inneren Widerstand" und dem „Widerstand der inneren Reibung" nicht bloß in der Abwesenheit der Kohäsion, sondern auch in einer bedeutenden Ungleichheit des reinen Gleitwiderstandes. Man beachte übrigens, daß J. Feld die Kohäsion in die Reibungsziffer, beziehungsweise in den Reibungswinkel hineinkalkuliert. Vgl. auch Fußnote 294.

[294]) „Die Ziffer des inneren Widerstandes wurde aus der Kraft ermittelt, welche erforderlich war, um eine abgewogene, auf der Sandoberfläche ruhende Sandmenge in Bewegung zu setzen. Die Kraft, die erforderlich war, um die Masse in Bewegung zu erhalten, lieferte die Ziffer der inneren Reibung (vgl. Fußnote 293). Das Material wurde in ein kubisches, unten und oben offenes Gefäß mit einem Fassungsvermögen von 2·5 *kg* Sand gefüllt. Die Unterkante dieses Gefäßes war derart abgeschrägt, daß die Gleitung praktisch nur zwischen Sand und Sand erfolgte. Die Ziffer des inneren Widerstandes wurde als ein Maß für die vereinte Wirkung der Reibung und der Kohäsion betrachtet; die Ziffer der inneren Reibung ist hingegen lediglich ein Maß für die innere Reibung, weil die Kohäsion während der Bewegung ausgeschaltet ist. Die den beiden Ziffern entsprechenden Reibungswinkel wurden als der Winkel der inneren Reibung beziehungsweise des inneren Widerstandes bezeichnet. Der Winkel des inneren Widerstandes belief sich in allen Fällen (für den Sand) auf etwa 90% des natürlichen Böschungswinkels." (Trans. Am. Soc. Paper No. 1529, S. 1462, Übersetzung.) Vergleicht man die Schlußbemerkung mit den in der Fußnote 293 wiedergegebenen Definitionen, so erkennt man, daß sie sich mit der Stabilität der natürlichen Böschung nicht in Einklang bringen läßt. Ebenso beachtenswert ist folgender Umstand: Die Versuche des Am. Found. Comm. haben gezeigt, daß die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes in hohem Maß von den kinematischen Verhältnissen abhängt, unter denen die Gleitung erfolgt. Die Versuche, bei denen der Sand durch die Rippen einer rotierenden Scheibe mitgenommen wurde, ergaben wesentlich kleinere Reibungsziffern als die Versuche, bei denen die Gleitung in der Nachbarschaft einer rauhen Mörteloberfläche stattfand (siehe S. 58). Es liegt daher gar kein zwingender Grund zu der Annahme vor, daß die durch den Feldschen Kastenversuch ermittelten Reibungswiderstände mit den Widerständen identisch sind, die im Inneren der Hinterfüllung einer Gleitung entgegenwirken. Es ist vielmehr sehr wahrscheinlich, daß man je nach den Abmessungen des bei dem Gleitversuch verwendeten Rahmens sehr verschiedene Reibungsziffern erhält (vgl. auch S. 1560 der Feldschen Abhandlung, Zuschrift von T. E. N. Fargher Esq.).

in die Ziffer der inneren Reibung einzubeziehen (vgl. Fußnote 293), und die von J. Feld zur Rechtfertigung dieses Versuches vorgebrachten Argumente können vom physikalischen Standpunkt aus nicht als stichhältig betrachtet werden[295]).

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Gleichsetzung der vom Verfasser im 9. Abschnitt *e* definierten und als Ziffer des inneren Gleitwiderstandes bezeichneten Größe einerseits und der Tangente des natürlichen Böschungswinkels anderseits keineswegs von allen Forschern gebilligt wird und die Versuchsergebnisse sprechen entschieden zugunsten der Annahme, daß die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes innerhalb gewisser Grenzen eine Funktion der Dichte und der Art der Lagerung des Sandes sei. Es frägt sich jedoch, ob nicht der Wert dieser Ziffer obendrein von dem Wert des Quotienten aus der Höhe der Stützwand und dem mittleren Korndurchmesser abhänge. Die mit Grobsand durchgeführten Versuche des Verfassers lieferten für den Augenblick der ersten Gleitung viel kleinere Erddruckwerte als die mit Flintstaub durchgeführten Versuche Darwins, und die Versuche Darwins ergaben niedrigere Erddruckziffern als die Versuche der Forscher, welche mit großen Apparaten arbeiteten. Das vom Verfasser benützte Hinterfüllungsmaterial war völlig kohäsionslos; die Beobachtungsfehler konnten fast zur Gänze eliminiert werden und die Ergebnisse gleichartiger jedoch unabhängig voneinander durchgeführter Versuche stimmten miteinander fast ebensogut überein, wie dies bei den Darwinschen Versuchen der Fall war[296]). Nachdem eine Erklärung der oben erwähnten Unterschiede durch die Annahme unzulässig hoher Beobachtungsfehler ausgeschlossen ist, müssen die Ursachen der Unterschiede im Wesen der Erscheinungen selbst liegen.

Bei seinen eigenen, mit Grobsand durchgeführten Versuchen belief sich die Stützwandhöhe ($h = 10$ *cm*) bloß auf das 40-fache des mittleren Korndurchmessers. Infolgedessen beschränkte sich die Gleitung auf eine Gleitzone, deren Dicke höchstens das Zwei- bis Dreifache des Korndurchmessers betrug. Bei den Versuchen Darwins belief sich hingegen die Schüttungshöhe ($h = 34$ *cm*) mindestens auf das 1500-fache des Korndurchmessers und die Dicke der Gleitzone muß wesentlich größer gewesen sein, als das Zwei- bis Dreifache des mittleren Korndurchmessers. Auch auf den von Müller-Breslau[297]) veröffentlichten, photographischen Bewegungsbildern kann man erkennen, daß die gleitende Masse nicht unvermittelt an die ruhende grenzt, sondern durch eine Zone schwächerer Kornbewegung von letzterer getrennt ist. Nun hängt die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes bei gegebenem Flächendruck nicht nur von der Struktur des Sandes, sondern auch von den Umständen ab, unter denen die Gleitung stattfindet. Dies geht u. a. aus den auf S. 58 besprochenen Ergebnissen der Reibungsversuche des Am. Found. Comm. hervor. Je schärfer die Grenze zwischen dem ruhenden und dem bewegten Sandabschnitt, desto größer ist, bei gegebener Beschaffenheit des Sandes, die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes. Mit dieser Tatsache ist auch die Möglichkeit gegeben, daß die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes von der Stützwandhöhe abhänge. Bei der Zunahme des Wertes λ des Quotienten aus Stützwandhöhe und Korndurchmesser nimmt die Dicke der Gleitzone zu und die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes ab. Die Abnahme der letztgenannten Ziffer scheint jedoch mit wachsender Stützwandhöhe immer geringfügiger zu werden und bei einem Wert λ_1 von der Größenordnung 1000 gänzlich aufzuhören.

Wie schon erwähnt, hängt die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes bei niedrigen Modellstützwänden in hohem Maß von der Art der Einbringung und von der Dichte der Lagerung der Hinterfüllung ab (vgl. Werte von φ_1 in Tabelle 50). Inwieweit sich der Einfluß dieser Faktoren auch auf den inneren Gleitwiderstand hoher Stützwände erstreckt, ist derzeit noch nicht bekannt. Müller-Breslau stellte fest, daß der von einer aus wand-

[295]) Fußnoten 197 und 198. Siehe auch Trans. Am. Soc., Paper No. 1529, S. 1533.

[296]) Der Grad der Übereinstimmung zwischen den voneinander unabhängigen Darwinschen Ziffernreihen ist ganz bemerkenswert.

[297]) Erddruck auf Stützmauern. Berlin 1906. Fig. 100—102.

wärts geneigten Lagen bestehenden Schüttung ausgeübte Erddruck kleiner ist als die übrigen von ihm gemessenen Erddruckwerte[298]). Dieses Ergebnis ist besonders bemerkenswert, weil der Verfasser ebenso wie Darwin bei seinen Versuchen mit niedrigen Modellstützwänden die entgegengesetzte Erfahrung gemacht hat. Die aus wandwärts geneigten Lagen bestehenden Hinterfüllungen übten auf lotrechte Wände durchwegs einen größeren Erddruck aus, als gleich dichte, jedoch aus wagrechten oder erdwärts geneigten Schichten bestehende Schüttungen (siehe Tabelle 50).

c) Der Erddruck auf Stützwände als statisch unbestimmtes Problem. Die im Laufe der letzten zwei Jahrhunderte durchgeführten Erddruckforschungen verfolgten fast ausnahmslos das Ziel, die Größe des Erddruckes als eindeutige Funktion der gegebenen Daten (Abmessungen der Stützwand und Ziffer der inneren Reibung) darzustellen. Mit dem Erddruck, um den es sich hiebei handelt, kann wohl nur der Druck gemeint sein, der im Augenblick der Gleitflächenbildung auf die Stützwand wirkt (unterer Grenzzustand des Gleichgewichtes). Nachdem es jedoch in der Praxis gar nicht zur Gleitflächenbildung kommt und kommen darf, muß man sich die Frage vorlegen, wie groß der gegen die Wand vor dem Eintreten des Abgleitens wirkende Erddruck sei. Diese Frage kann man aber nur dann beantworten, wenn man den Grad der Nachgiebigkeit der Stützwand kennt. Sie ist ihrem Wesen nach identisch mit der Frage nach dem Seitendruck, den ein fester, elastischer, belasteter Körper bei teilweiser Verhinderung der seitlichen Ausdehnung auf das nachgiebige Hindernis ausübt (vgl. Text zum Versuch Fig. 10, S. 68).

Schon die von Darwin veröffentlichten Versuchsergebnisse ließen erkennen, daß die Auswärtsbewegung der Stützwand eine Abnahme des Erddruckes bewirkt und Darwin bemerkt hiezu[299]): „Die auffallendste bei den Versuchen beobachtete Erscheinung bestand in der Schwierigkeit, das Eintreten der Gleitung wahrzunehmen. Als sich die Spannung in dem Seidenfaden (durch den das Kippen der Stützwand verhindert wurde) bis auf 100 oder 200 *g* der Grenzspannung näherte, konnte man beobachten, daß die Stützwand allmählich auswich. Sobald die Oberkante der (um die Unterkante drehbaren) Stützwand einen Weg von etwa 1·3 *mm* zurückgelegt hatte, wurde die Stützwandbewegung offenkundiger und die weitere Abnahme der Fadenspannung bewirkte ein ruckweises Vorstoßen der Wand."

Einige Jahre später untersuchte A. D. Donath[300]) an der Berliner technischen Hochschule mit einem empfindlichen Apparat den Einfluß der Wandbewegungen auf die Intensität des Erddruckes. Die Schüttungshöhe belief sich auf 48 *cm* und die Korngröße des Sandes auf etwa 1 *mm*. Die als Stützwand dienende Vorderwand des Kastens hatte eine Breite von etwa 60 *cm* und war an ihrer Unterkante drehbar gelagert. Aus den in Tabellenform veröffentlichten Messungsergebnissen seien folgende Daten herausgegriffen: Bei einer Drehung der Wand um 14″ beziehungsweise 42″ und 1′ 17″ nahm der Erddruck um 6·24 beziehungsweise 13·8 und 20·0% des Anfangswertes ab. Der von der Wand bei der Drehung zurückgelegte Weg belief sich in halber Stützwandhöhe (Höhe von 48 : 2 = 24 *cm*) auf 0·0163 beziehungsweise 0·0489 und 0·0893 *mm*[301]). Nun war die Durchbiegung, welche die Wand während der Füllung des Kastens unter dem Einfluß des mit der Schüttungshöhe zunehmenden Seitendruckes erfuhr, mindestens von derselben Größenordnung, wie die größte der oben angeführten Stützwandbewegungen. Die Durchbiegung hat in statischer Hinsicht dieselbe Wirkung wie eine nach auswärts gerichtete Bewegung der Stützwand. Die Hinterfüllung erfährt eine Streckung und der Erddruck nimmt ab. Infolgedessen ist

---

[298]) Erddruck auf Stützmauern, S. 155.

[299]) On the horizontal thrust of a mass of sand. Minutes of Proceedings of the Inst. of C. E. (1883), Vol. 71. S. 9 des Separatabdruckes (Übersetzung).

[300]) Untersuchungen über den Erddruck auf Stützwände. Z. f. Bauw. 1891.

[301]) Der bedeutende Einfluß dieser geringfügigen Wandbewegungen läßt darauf schließen, daß sich die Hinterfüllung der Stützwand noch in dem vom Verfasser als erste Phase der Streckung bezeichneten Zustand befand. Siehe Definition der ersten Phase am Ende dieses Absatzes.

der von Donath nach erfolgter Füllung des Kastens gemessene Maximalwert des Erddruckes keineswegs mit dem vom Verfasser als Ruhedruck (22. Abschnitt *c*) bezeichneten Erddruck identisch. Letzterer kommt nur dann zustande, wenn die Stützwand weder eine Verschiebung noch eine Durchbiegung erfährt. Aber auch über den Minimalwert des aktiven Erddruckes geben uns die Donathschen Versuche keinen Aufschluß, denn sie erstreckten sich bloß über das Anfangsstadium der zweiten Phase; die zwischen der Stützwand und dem Sandkasten des Donathschen Erddruckapparates befindlichen Fugen waren offen und die Versuche mußten vor dem Eintreten der ersten Gleitungen unterbrochen werden. Die Donathschen Versuchsergebnisse unterrichten uns daher bloß über ein Glied in der Kette der Vorgänge, die sich beim Übergang des Ruhedruckes in den unteren Grenzwert des aktiven Seitendruckes abspielen.

Um ein Gesamtbild von den Beziehungen zu bekommen, die zwischen dem Erddruck und dem Stützwandweg bestehen, ermittelte der Verfasser zunächst mit Hilfe der im 22. Abschnitt *c* beschriebenen Versuchsanordnung die Ziffer ζ_0 des Ruhedruckes. Die Fortsetzung der Versuche erfolgte mit Hilfe eines Erddruckapparates, dessen Stützwand auf Rollen gelagert war[302]), und erstreckte sich über das Gleitstadium hinaus bis an das Ende der zweiten Phase (siehe unten). Einige von den Versuchsergebnissen sind in Fig. 34 dargestellt. Die Ziffer ζ_0 des Ruhedruckes sollte durch Versuche größeren Stiles für verschiedene Sandsorten bestimmt werden. Auch die Beziehungen, die zwischen der Größe des Erddruckes und jener des Stützwandweges bestehen, sollten aus dem im folgenden Absatz auseinandergesetzten Gründen eingehender erforscht werden. Nichtsdestoweniger liefern auch schon die vom Verfasser gewonnenen Versuchsergebnisse ein recht klares Bild von der statischen Wirkung des Nachgebens einer Stützwand. Diese Wirkung sei an der Hand des Diagrammes Fig. 53 erläutert. Die Ziffer des auf eine unbiegsame Wand vor dem Eintreten der ersten Wandbewegung wirkenden Erddruckes ist von der Größenordnung $\zeta_0 = 0{\cdot}42$. Wenn nun die Stützwand nachgibt, nimmt die Ziffer des Erddruckes zuerst stark und in weiterer Folge immer schwächer ab. Diese beiden Phasen im Verhalten des Systems Stützwand-Hinterfüllung seien als erste und zweite Phase des aktiven Erddruckes bezeichnet. Die Grenze zwischen der ersten und der zweiten Phase (siehe Fig. 53) entspricht der Proportionalitätsgrenze des örtlich belasteten Untergrundes sowie der belasteten Tonwürfel.

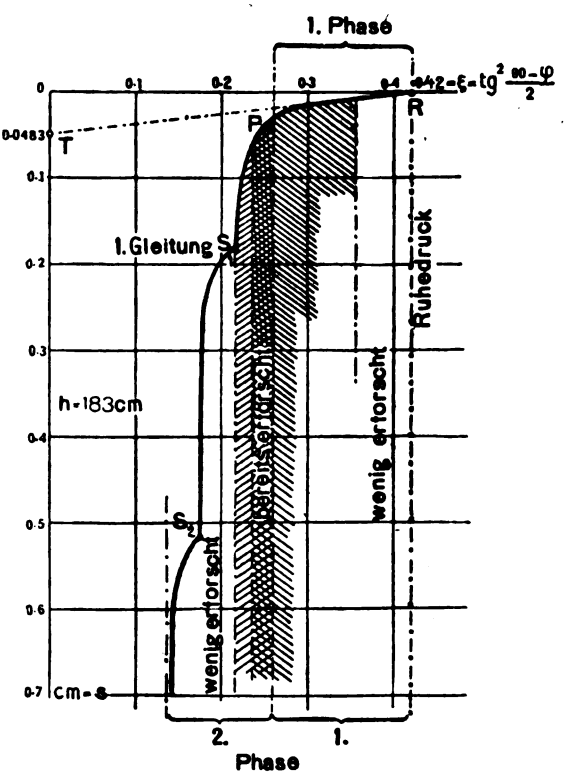


Fig. 53.

Im Anfangsstadium der zweiten Phase tritt das im 22. Abschnitt *d* als Gleitflächenbildung bezeichnete Ereignis ein und äußert sich in einem ruckartigen Vorstoß

[302]) Old Earthpressure Theories and new Test Results. Eng. News-Rec. 1920, II. S. 632.

der Wand. Dieser Vorstoß wird im Diagramm durch eine nahezu lotrechte Strecke dargestellt. Auf die erste Gleitung folgt eine zweite, zuweilen auch noch eine dritte. Diese Gleitungen stellen nach der Ansicht des Verfassers (22. Abschnitt *d*) spontane, flächenhaft auftretende Umlagerungserscheinungen dar, bei denen die in der Zerrungszone befindlichen Sandkörner ihre gegenseitige Lage ändern. Sie gehören keineswegs zum Wesen der Erddruckerscheinungen im allgemeinen, sondern sie bilden lediglich eine Begleiterscheinung jener Formänderungen, bei denen die Strukturveränderungen auf bestimmte, flächenhaft abgegrenzte Abschnitte der gestörten Bodenmasse beschränkt sind. Nach jeder Gleitung stabilisiert sich das Gefüge des Sandes im Keilbereich noch weitgehender als vorher, bis es gegen das Ende der zweiten Phase den Maximalgrad der Stabilität erreicht. Die nächstfolgende Gleitung führt den gänzlichen Zusammenbruch des Gleichgewichtes und mit ihm das Ende der zweiten Phase herbei. Das Gesamtbild der zwischen dem Stützwandweg und der Größe des Erddruckes herrschenden Beziehungen gleicht, wie zu erwarten war, dem Spannungs-Dehnungsbild eines auf Zug beanspruchten Tonzylinders (siehe Kurven *Z*, Fig. 20), mit dem einzigen Unterschied, daß die Spannungs-Dehnungskurven der Stützwandhinterfüllung nicht kontinuierlich verlaufen, sondern im zweiten Abschnitt der zweiten Phase durch treppenförmige, die Gleitungen darstellende Absätze unterbrochen sind. Der Ruhedruck entspricht den Abszissen der Punkte *P* und der aktive Erddruck den Abszissen der Kurven *Z*, Fig. 20.

Nachdem sich der Unterschied zwischen dem Ruhedruck und dem unteren Grenzwert des aktiven Erddruckes der Stützwandhinterfüllungen mindestens auf 50% des ersteren beläuft, wäre zu erwarten, daß die Erddruckversuche je nach der Versuchsanordnung und dem Grad der Nachgiebigkeit der Stützwand für die Ziffer des aktiven Erddruckes sehr verschiedene Werte lieferten. Das ist jedoch keineswegs der Fall. Die Erfahrung hat vielmehr gezeigt, daß die von verschiedenen Forschern mit verschiedenen, jedoch nicht zu kleinen Apparaten gewonnenen Versuchsergebnisse recht gut miteinander übereinstimmen. Diese Tatsache steht scheinbar im Widerspruch mit der Behauptung, das System Stützmauer-Hinterfüllung sei statisch unbestimmt. Der Widerspruch wird jedoch durch den in Fig. 53 dargestellten Sachverhalt aufgeklärt. Die zur Herbeiführung der zweiten Phase des Erddruckes erforderlichen Stützwandbewegungen sind so geringfügig[303]), daß die zweite Phase bereits während der Füllung des Sandkastens durch die Durchbiegung der Stützwand herbeigeführt wird. Anderseits ist der mit der Gleitflächenbildung verbundene Wandvorstoß so bedeutend, daß sich die Fugen zwischen Sandkasten und Stützwand öffnen. Der Sand fließt schon nach der ersten Gleitung aus und man stellt den Versuch bereits ein, bevor es noch zu der ersten Gleitung gekommen ist. Die von den Erddruckversuchen größeren Stils gelieferten Erddruckwerte beziehen sich daher ausschließlich auf den in Fig. 53 durch Kreuzschraffierung hervorgehobenen Abschnitt der zweiten Phase und die zu beiden Seiten dieses Abschnittes liegenden Gebiete wurden bisher nur durch Versuche kleinen Maßstabes erforscht.

An dieser Stelle sei auf einen das Ergebnis der Erddruckversuche beeinflussenden Umstand hingewiesen, dem bisher noch nicht die nötige Beachtung geschenkt wurde. Nachdem die Durchbiegungen der bei Erddruckversuchen benützten Stützwände in der Regel mindestens von derselben Größenordnung sind, wie die von den Stützpunkten der Wände zurückgelegten Wege, und nachdem ferner die Größe des Erddruckes in der ersten Phase sehr stark von der Stützwandbewegung beeinflußt wird (siehe z. B. die Ziffern Donaths, S. 308), dürfte die an der Rückseite der Versuchswand herrschende Druckverteilung erheblich von der Druckverteilung abweichen, die an der Rückseite einer un-

[303]) Dies geht u. a. aus der Bedeutung des druckvermindernden Einflusses der oben angegebenen, von Donath gemessenen Stützwandbewegungen hervor und kann auch auf rechnerischem Weg, mit Hilfe der im III. Hauptstück behandelten physikalischen Konstanten des Sandes, dargetan werden. Der in Fig. 53 eingezeichnete Verlauf der Druckkurve für die erste Phase des Nachgebens einer 183 *cm* hohen Stützwand wurde auf rechnerischem Weg ermittelt.

biegsamen Stützwand herrscht. Es ist sogar möglich, daß sich die Druckverteilung an wagrechten Wandstreifen von Punkt zu Punkt ändert. Es ist infolgedessen unerläßlich, bei größeren Erddruckversuchen durch direkte Messung die Durchbiegungen festzustellen, welche die Stützwand während der Einbringung der Hinterfüllung erleidet.

d) Der Einfluß der Stützwandhöhe auf den Verlauf der zweiten Phase des Erddruckes. Im Absatz *b* wurde gezeigt, daß sich die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes innerhalb gewisser Grenzen mit dem Wert des Quotienten aus Stützwandhöhe und Korndurchmesser verändert. Aus den dort angeführten Gründen ist es auch möglich, daß der Verlauf des auf die erste Gleitung folgenden Abschnittes der zweiten Phase des Erddruckes von der Stützwandhöhe abhänge. Den Anstoß zu dieser Vermutung bildet der auffallende Unterschied im Verlauf der zweiten Phase der Streckung der von Darwin einerseits und der vom Verfasser anderseits studierten Hinterfüllungen.

Bei den mit Grobsand vorgenommenen Versuchen des Verfassers nahm der Wert ζ der Ziffer des aktiven Erddruckes nach erfolgter erster Gleitung (Erddruckziffer ζ_1) bis auf etwa $\zeta_{II} = 0{\cdot}5\,\zeta_1$ ab. Erst dann erfolgte der Zusammenbruch des Gleichgewichtes. Bei den Darwinschen Versuchen schien sich hingegen der untere Grenzwert ζ_{II} auf etwa $0{\cdot}8$ bis $0{\cdot}9\,\zeta_1$ zu belaufen, d. h. die Widerstandsfähigkeit der von Darwin benützten Hinterfüllung war schon nach dem Eintritt der ersten Gleitung nahezu erschöpft. Der Verfasser führt den Widerspruch zwischen den beiden Gruppen von Versuchsergebnissen auf dieselbe physikalische Ursache zurück, wie den im Absatz *b* erörterten Unterschied zwischen der Ziffer des inneren Gleitwiderstandes der Hinterfüllungen niedriger und hoher Stützwände. In der Grobsand-Hinterfüllung der Modellstützwände des Verfassers beschränkte sich die Gleitung auf eine Sandlage, deren Dicke sich höchstens auf das Zwei- bis Dreifache des mittleren Korndurchmessers belief. Bei einer derart flächenhaft auftretenden Umlagerung kann sich das Sandgefüge innerhalb der Gleitzone nach erfolgter Gleitung wieder einigermaßen stabilisieren, so daß die Fähigkeit des Sandes, durch Streckung einen Teil seiner Druckhaftigkeit einzubüßen (siehe Versuch Fig. 10, S. 68) trotz der spontanen Umlagerungen voll zur Geltung kommt. In der Hinterfüllung der Darwinschen Stützwand vollzog sich jedoch die durch Gleitung bewirkte Gefügezerrüttung innerhalb einer Zone von verhältnismäßig bedeutender Dicke. Eine räumlich ausgedehnte Zerrüttung ist nicht rückbildungsfähig und die Hinterfüllung ist nach erfolgter erster Gleitung von einer Schmitze gründlich aufgelockerten Sandes durchsetzt, deren Anwesenheit bereits nach einer geringfügigen zusätzlichen Abnahme des Wandwiderstandes zu einem Zusammenbruch des Gleichgewichtes führt.

Versuche, die mit verhältnismäßig niedrigen Stützwänden vorgenommen werden, können demnach, was die quantitative Seite des Problemes anbetrifft, zu unrichtigen Vorstellungen vom Verhalten der Hinterfüllung hoher Stützwände führen. Anderseits liefern jedoch Versuche mit hohen Stützmauern ein falsches Bild von dem unteren Grenzwert, welchen die Ziffer des aktiven Erddruckes im Falle einer gleitungslosen Streckung des Bodens annehmen kann, denn der Zusammenbruch des Gleichgewichtes der Hinterfüllung einer hohen Stützwand tritt ebenso wie bei den Darwinschen Versuchen infolge der Anwesenheit einer Zerrüttungszone bereits ein, bevor sich der Sand im Keilbereich völlig stabilisiert hat. Um daher den unteren Grenzwert der Ziffer des aktiven Erddruckes mit Hilfe von Stützwandversuchen zu bestimmen, muß man sich auf die Ergebnisse von Versuchen kleinen Maßstabes stützen. Aber auch im Falle einer unvollkommenen, schiebungsartigen Gleitung, wie sie z. B. im Untergrund einer Lastfläche auftritt, kommen die aus Versuchen mit niedrigen Stützwänden abgeleiteten Ziffern der Wahrheit wesentlich näher, weil die Gefügezerrüttung im seitlich gepreßten Boden unmöglich so ausgiebig sein kann, wie in der Gleitzone, die sich in der Hinterfüllung einer nachgebenden Stützwand bildet. Aus diesem Grund hat der Verfasser bei der ziffernmäßigen Auswertung der im 24. Abschnitt abgeleiteten Formeln für ζ_1 die niedrigen, aus

seinen eigenen Versuchen abgeleiteten Ziffern eingeführt. Die Gepflogenheit, die Tangente des natürlichen Böschungswinkels als Widerstandsziffer in die rechnerische Behandlung solcher Erddruckerscheinungen einzuführen, bei denen es zu einer mit fortschreitender Auflockerung verbundenen flächenhaften Gleitung nicht kommt, kann weder auf theoretischem Weg noch durch die Erfahrung gerechtfertigt werden.

Die offenkundigen Widersprüche zwischen den mit kleinen und den mit großen Apparaten vorgenommenen Erddruckversuchen haben im Laufe der Zeit ein wachsendes Mißtrauen gegen das Experimentieren mit niedrigen Stützwänden hervorgerufen, trotzdem die Experimentalphysik ihre wertvollsten Fortschritte gerade den Versuchen kleinen und kleinsten Maßstabes verdankt. Die so häufig wiederholte Behauptung, die Ergebnisse der mit kleinen Apparaten vorgenommenen Versuche seien ausnahmslos mit unzulässig hohen Beobachtungsfehlern behaftet, kann einer ernsteren Kritik nicht standhalten[304]), denn die von den Meßvorrichtungen herrührenden Beobachtungsfehler lassen sich weit unter das zulässige Maß reduzieren und daß die Gleichförmigkeit des Versuchsmateriales in mindestens ebenso vollkommener Weise erzielt werden kann, wie bei groß angelegten Erddruckversuchen, wird durch die gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen unabhängiger Versuchsreihen bewiesen. Die Ursache des Einflusses der Stützwandhöhe auf das Versuchsergebnis liegt, wie schon erwähnt, tiefer und kann wohl nur in der bereits erörterten Beziehung zwischen dem Grad der Beweglichkeit der Hinterfüllungselemente und der Größe der in der Hinterfüllung wirksamen inneren Reibungswiderstände bestehen. Die Versuche kleinen Maßstabes sind demnach in physikalischer Hinsicht nicht nur ebenso einwandfrei wie die mit großen Apparaten durchgeführten Versuche, sondern sie liefern uns obendrein wertvolle Anhaltspunkte für die Beurteilung der Grenzen der Gültigkeit der aus den Versuchsergebnissen abgeleiteten Beziehungen. Gesetze, die bloß das Verhalten der Hinterfüllung hoher Stützwände beschreiben, können keine allgemeine Gültigkeit beanspruchen. Hat man es ferner mit Erscheinungen zu tun, die bei sämtlichen Versuchen auftreten (z. B. die durch das Nachgeben der Stützwand hervorgerufene Abnahme des Erddruckes), so müssen diese Erscheinungen auch dann als wesentlich betrachtet werden, wenn die quantitative Seite ihres Verlaufes vom Versuchsmaßstab abhängt.

Ähnlich war der Gedankengang, von dem sich der Verfasser leiten ließ, als er die Fig. 34 zur Grundlage seiner Erörterung des aktiven Erddruckes machte. Die Figur stellt eine Folge wesentlicher Erscheinungen dar, trotzdem sie aus den Ergebnissen von Versuchen kleinen Maßstabes abgeleitet wurde und infolgedessen in quantitativer Hinsicht bloß das Verhalten der Hinterfüllungen niedriger Modellstützwände zutreffend beschreibt. Der einzige Sanddruckversuch, dessen Ergebnis aller Voraussicht nach unabhängig vom Maßstab ist, besteht in der Bestimmung der Ziffer ζ_0 des Ruhedruckes des Sandes, denn der Ruhedruck wird gemessen, bevor noch die Struktur des Sandes eine Veränderung erfahren hat, d. h. der Grad der Beweglichkeit der Bodenkörner kommt bei diesem Versuch als größenbestimmender Faktor in Wegfall und mit ihm auch der Einfluß des Maßstabes auf das Versuchsergebnis.

---

[304]) Dieses Argument wurde neuerdings von J. Feld im Schlußbericht über die Ergebnisse der Erddruckversuche der Universität von Cincinnati (Lateral Earthpressure. Trans. Am. Soc. Vol. 86, 1923) ins Treffen geführt. J. Feld spricht den Versuchen kleinen Maßstabes (toy-experiments) jede Daseinsberechtigung ab („Experiments on miniature apparatus are of no use; no one claims quantitative results, and the qualitative results are not consistent with each other." S. 1505) und würdigt infolgedessen weder die Versuche Darwins noch jene Donaths der Beachtung. Ein solches Verhalten ist allerdings nicht sehr geeignet, unsere Einsicht in das Wesen einer so komplizierten Erscheinung wie der des Erddruckes, zu fördern. Abgesehen von allem anderen sind die Widersprüche zwischen den Ergebnissen der Versuche kleinen und großen Stiles ein offenkundiger Beweis dafür, daß die Erscheinungen keineswegs so einfach sind als sie aussehen, und solange man nicht eine Formel gefunden hat, welche die Widersprüche in physikalisch befriedigender Weise aufklärt, ist die Erscheinung ihrem Wesen nach noch nicht als bekannt zu betrachten. Schon aus diesem Grund sollten die Versuche kleinen Maßstabes als unerläßliche Ergänzung der großzügigen Versuche entsprechend gewürdigt werden.

e) Die Richtung des auf lotrechte Stützwände wirkenden Erddruckes. Über diesen Gegenstand gehen die Meinungen ebensoweit auseinander wie die einander widersprechenden Versuchsergebnisse. Um die Richtung des auf Stützwände von geringer Höhe wirkenden Ruhedruckes zu bestimmen, bediente sich der Verfasser eines starren Rahmens mit quadratischem Grundriß. Der Rahmen wurde mit Sand gefüllt und die Oberfläche des Sandes durch eine Druckplatte belastet. Der vom Sand auf die Innenseite des Rahmens ausgeübte Ruhedruck wurde nach dem im 22. Abschnitt *c* beschriebenen Verfahren mit Hilfe eines Stahlbandes gemessen. Auf ähnliche Weise konnte der vom Rahmen auf die Rahmenunterlage ausgeübte Druck ermittelt werden. Letzterer gab den Gesamtwert der an der Innenseite des Rahmens wirksamen Reibungswiderstände vermehrt um das Eigengewicht des Rahmens an. Aus den gemessenen Druckwerten wurden die in Tabelle 48 mitgeteilten Winkelgrößen des Reibungswinkels berechnet. Der Winkel der Reibung zwischen Wand und Sand belief sich auf 34°.

Tabelle 48.

Belastung der Sandoberfläche in *kg* pro *cm*²	0·88	1·40	2·20	3·06	3·87
Winkel zwischen der Richtung des Erddruckes und der Flächennormalen der gepreßten Seitenwand	6° 6′ bis 7° 54′	9° 36′ bis 9° 42′	10° 24′ bis 11° 48′	11° 48′ bis 12° 30′	12° 0′ bis 13° 24′

Zwecks Bestimmung der Richtung, in welcher der Erddruck im Augenblick des gänzlichen Ausweichens einer niedrigen Stützwand mit lotrechter Rückseite wirkt, wurden je zwei Serien von Erddruckmessungen vorgenommen. Bei der ersten Serie ruhte die mit breiter Basis versehene Stützwand (Höhe $h = 10$ *cm*) auf Glasrollen[305]). Die von der Messung gelieferten Horizontal-Komponenten des Erddruckes seien mit H bezeichnet. Bei der zweiten Serie war die Basis der Stützwand nur durch eine einzige Glasrolle unterstützt und durch Gewichte derart ausbalanziert, daß ein unmittelbar unter dem als Stützwand dienenden Wandteil angebrachter Stahlknopf die Oberfläche einer Milchglasscheibe eben berührte. Dann wurde der Sandkasten gefüllt und die Messung lieferte den um die Reibung zwischen Knopf und Scheibe verminderten Wert H' der Horizontalkomponente H. Bedeuten

V die Vertikalkomponente des Erddruckes, und

f die Ziffer der gleitenden Reibung zwischen Stahl und Milchglas,

so gilt

$$H' = H - V f \text{ oder } V = \frac{H - H'}{f}$$

Aus den Messungsergebnissen ging hervor, daß der Erddruck auch kurz vor dem Zusammenbruch des Gleichgewichtes der Hinterfüllung mit der Wagrechten einen Winkel von höchstens 6° 30′ einschließt (Versuche mit Grobsand; bei den Versuchen mit Feinsand belief sich der Maximalwert des Reibungswinkels bloß auf 2° 20′). Die von Donath[306]) mit einem hochempfindlichen Apparat durchgeführten Messungen führten sogar zu dem Schluß, daß der auf eine lotrechte Stützwand wirkende Erddruck wagrecht gerichtet sei. Anderseits konnte jedoch Müller-Breslau[307]) in überzeugender Weise dartun, daß der Erddruck bei einer Hinterfüllungshöhe von 74·4 *cm* mit der Wagrechten einen Winkel von 26° bis 28° bildet. Der Winkel der Reibung zwischen der Hinterfüllung und der von ihm benützten Wand belief sich auf 31°.

[305]) Eng. News-Rec. 1920, II. S. 632.
[306]) Untersuchungen über den Erddruck auf Stützwände. Z. f. Bauw. 1891.
[307]) Erddruck auf Stützmauern. Stuttgart 1906.

Der Schlüssel zur Aufklärung des scheinbaren Widerspruches zwischen den eben aufgezählten Beobachtungsergebnissen findet sich u. a. in den von J. Feld veröffentlichten Ziffern. Beim Versuch Nr. 1 dieses Autors[308]) nahm der Wert des Neigungswinkels des Erddruckes bei einer Zunahme der Schüttungshöhe von 13 auf 136 *cm* von 21° auf 32° 30′ und beim Versuch Nr. 2[309]) bei einer Zunahme der Schüttungshöhe von 15 auf 69 *cm* von 3° auf 31° 30′ zu. Bei weiterer Steigerung der Schüttungshöhe blieb der Neigungswinkel ziemlich unverändert auf der Höhe des Maximalwertes. Diese Ziffern lassen vermuten, daß auch der Neigungswinkel des Erddruckes bei kleinen Stützwandhöhen von der letzteren abhänge. Die Ursache liegt offenbar in dem Umstand, daß die Wandreibung erst dann zur Wirkung kommen kann, wenn sich der Sand längs der Wand um einen gewissen Betrag verschoben hat. Eine solche Relativbewegung kommt bereits während der Füllung des Sandkastens durch die Setzung des Sandes zustande. Sie ist nach Fig. 54 *a* (Ordinatenabschnitte $P_n - P_n'$) in halber Wandhöhe ein Maximum und nimmt sowohl nach oben als auch nach unten hin ab. Bei geringer Wandhöhe ist der Maximalwert der durch Setzung hervorgebrachten Relativ-Verschiebung so geringfügig, daß die Wandreibung gar nicht oder in sehr geringem Maß geweckt wird. Mit zunehmender Wandhöhe nähert sich der Wert des Quotienten aus dem Flächeninhalt jenes Teiles der Wand, an dem die Reibung durch die Setzungsbewegungen geweckt wurde, und dem Gesamtflächeninhalt der Berührungsfläche dem Wert 1, so daß man mit hinreichender Genauigkeit annehmen kann, die Wandreibung komme bei hohen Stützwänden voll zur Geltung.

Offen bleibt nur die Frage, ob und inwieweit die Grenzwerte des aktiven Erddruckes (der Ruhedruck und der untere Grenzwert des aktiven Erddruckes) durch die Wandreibung beeinflußt werden. Keiner von den beiden Werten hängt von der Ziffer des inneren Gleitwiderstandes ab. Infolgedessen hat man auch kein Mittel in der Hand, den Einfluß auf theoretischem Weg mit Hilfe des Coulombschen Verfahrens oder der Rankineschen Erddrucktheorie zu bestimmen. Die Hinterfüllung einer starren, unnachgiebigen Stützwand verhält sich vielmehr wie ein plattenförmiger, elastischer, an seitlicher Ausdehnung verhinderter fester Körper und die Wandreibung wirkt auf den Ruhedruck des Sandes ähnlich wie die Reibung zwischen der Seitenfläche der Platte und dem Hindernis auf den von der elastischen Platte gegen das Hindernis ausgeübten Seitendruck. Falls die von der Wandreibung hervorgerufene Formänderung der elastischen Platte geringfügig ist, kann man auch ihren Einfluß auf die Größe des Seitendruckes vernachlässigen. Der Verfasser meint, daß diese Vernachlässigung zulässig sei. Am Ende der zweiten Phase ist die Hinterfüllung nicht mehr homogen. Sie besteht aus einem Sandkeil mit stabilisiertem Gefüge, der von dem unverändert gebliebenen Teil der Hinterfüllung durch eine Lage aufgelockerten Materiales getrennt ist. Für dieses Stadium ist es wahrscheinlicher, daß die erddruckvermindernde Wirkung der Wandreibung voll zur Geltung komme und dadurch die Größe des unteren Grenzwertes des aktiven Erddruckes beeinflusse. Aber sicher ist es nicht. Die Frage kann nur auf experimentellem Weg entschieden werden.

In den folgenden Abschnitten soll der Versuch unternommen werden, ein Gesamtbild der Beziehungen zu entwerfen, die zwischen der Größe des Erddruckes und dem Ausmaß der Stützwandbewegungen bestehen. Nachdem die erste Phase und die zweite Hälfte der zweiten Phase nach Fig. 53 bisher bloß durch Versuche kleinen Maßstabes erforscht wurden, muß sich der Verfasser notgedrungen auf die qualitative Seite des Erscheinungskomplexes beschränken und sich damit begnügen, zu umfangreicheren, mit großen Apparaten vorzunehmenden Versuchen anzuregen.

f) Der Erddruck der Ruhe auf starre Wände bei wagrecht begrenzter Hinterfüllung. *A B*, Fig. 54 *a*, sei die wagrecht gedachte Oberfläche eines unendlich ausgedehnten Erdkörpers. Ersetzt man die rechts oder links von der Ebene *C D* befindliche Sandmasse durch einen starren Körper mit einer rauhen Oberfläche *C D*,

[308]) Trans. Am. Soc. Vol. 86, 1923, Tafel 3.
[309]) Ebenda, Tafel 4.

ohne eine Formänderung der übrigbleibenden Sandmasse herbeizuführen, so läßt sich der auf die Trennungsfläche CD wirkende Erddruck mit Hilfe der Rankineschen Grundgleichungen mit mathematischer Genauigkeit berechnen, soferne man in diesen Gleichungen den Wert φ des natürlichen Böschungswinkels durch den aus der Ziffer ζ_0 des Ruhedruckes berechneten Wert φ_0 des Reibungswinkels der Ruhe ersetzt. φ_0 ist nach Tabelle 33 von der Größenordnung 24°. Insoweit wäre die Rankinesche Theorie zutreffend. In der Praxis läßt sich jedoch das Ersetzen der Sandmasse durch einen starren Mauerwerkskörper nicht durchführen; man baut vielmehr zuerst den starren Körper, die Stützmauer, und füllt erst dann den hinter derselben befindlichen Raum mit Sand.

Um die statische Wirkung des angedeuteten Unterschiedes im Bauverfahren klar hervortreten zu lassen, fülle man einen Kasten $A A_1 B_1 B$ (Fig. 54 *a*) durch Einbringung der wagrechten Sandlagen 1—1, 2—2 usw. Die mit der Bildfläche identische Seite des Kastens soll aus einer Glasscheibe bestehen, auf der man vor dem Versuch eine schräg verlaufende Gerade CD sichtbar gemacht hat. Nach Einbringung jeder neuen Sandlage werde der Schnittpunkt P_n zwischen der Linie CD und der Schichtenoberfläche n—n sowohl auf der Glasscheibe als auch in der Kastenfüllung durch je einen Punkt vermerkt. Jede neu hinzukommende Lage bewirkt eine Verdichtung aller vorher eingebrachten Schichten. Sobald der Kasten mit Sand gefüllt ist, liegen die in der Füllung vermerkten Schnittpunkte nicht mehr auf der Geraden CD, sondern auf einer Kurve $C P_n' D$, die zur Gänze links von CD verläuft. Trotzdem herrscht innerhalb der Sandmasse der Ruhedruck, denn die Setzungen haben keine wagrechten Komponenten. Falls man jedoch vor der Wiederholung des Versuches in die rechte Kastenhälfte eine Stützwand einbaut, deren vollkommen glatt gedachte Rückseite in der Figur mit der Linie CD sich deckt, und erst dann, d. h. nach erfolgtem Einbau die linke Kastenhälfte mit Sand füllt, so gestalten sich die Druckverhältnisse ganz anders. Der Sand bleibt nämlich während der Einbringung dauernd mit der Wandfläche CD in Berührung. Nachdem er sich obendrein um die in der Figur mit $P_n - P_n'$ bezeichneten Beträge setzt, stellt die schraffierte Fläche $C P_n' D$ das Ausmaß der seitlichen Ausdehnung dar, die der Sand während des Hinterfüllungsprozesses erfahren hat, und die seitliche Ausdehnung bewirkt nach Absatz *c* eine Herabminderung des Seitendruckes. Bei dem durch Fig. 10 auf S. 68 dargestellten Versuch belief sich der Druckabfall bei einer Wandneigung von 70° auf 43% des Ruhedruckes.

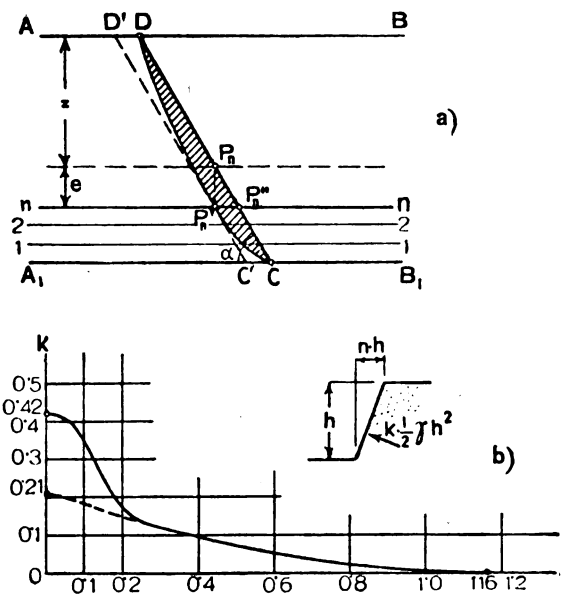


Fig. 54.

Die Zusammendrückung, die eine Sandschüttung unter dem Einfluß einer gleichmäßig über ihre Oberfläche verteilten Belastung erfährt, ist durch Formel 25 gegeben. Die Setzungsbeträge $P_n P_n'$, Fig. 54 *a*, lassen sich mit Hilfe dieser Formel graphisch oder analytisch ermitteln. Der Verfasser führte in die Formel 25 die auf experimentellem Weg für einen ziemlich locker gelagerten Flußsand bestimmten Konstanten ein und erhielt

Tabelle 49.

$z:h$	0·000	0·167	0·334	0·500	0·666	0·833	1·000
e in cm	0·000	1·281	1·989	2·155	1·989	1·281	0·000

mit Hilfe des eben angedeuteten Verfahrens für die Setzungen einer 5 m hohen, aus derartigem Material bestehenden Hinterfüllung die in Tabelle 49 zusammengestellten Ziffernwerte. z bedeutet in der Tabelle den lotrechten Abstand der Punkte P_n von der Schüttungsoberfläche und $e = P_n P_n'$ den Setzungsbetrag in Zentimetern. Der Größtwert der Seitenausdehnung tritt in halber Stützwandhöhe auf und beträgt

$$\Delta_{max} = e_{max} \operatorname{ctg} \alpha,$$

worin α den Neigungswinkel der Rückseite $C D$ der Stützwand bedeutet.

Bei einer Mauerhöhe von $h = 5\,m$ und einem Anlauf des Mauerrückens von 5 : 1 (erdwärts ansteigend) würde sich Δ_{max} in unserem Fall auf 0·431 $cm = 0{\cdot}00086\,h$ belaufen. Die Hinterfüllung befände sich daher nach erfolgter Aufbringung der letzten Sandschichte in einem ähnlichen Spannungszustand, wie die Hinterfüllung einer lotrechten Stützwand, welche in der Ausgangsstellung unter dem Einfluß des Ruhedruckes gestanden ist und dann um 0·431 $cm = 0{\cdot}00086\,h$ nachgegeben hat. Die Modellversuche des Verfassers haben gezeigt, daß eine Ausweichung der Stützwand um etwa 0·001 h bereits die erste Gleitung herbeiführt und daß der im Augenblick der ersten Gleitung auf die Wand wirkende Erddruck kleiner ist als die Hälfte des Ruhedruckes[310]). Allerdings beschränkt sich der druckvermindernde Einfluß der Setzungen nach Fig. 54 a auf den mittleren Teil der Stützwand und die Stützwandbewegung, deren Wirkung jener der Setzungen gleichkommt, ist zweifellos wesentlich geringfügiger als 0·00086 h. Trotzdem muß der Druck, der auf den Rücken der Stützwand wirkt, bedeutend kleiner sein als die Resultierende der Normalspannungen, die an der Schnittfläche $C D$ eines unendlich ausgedehnten, ungestörten Erdkörpers angreifen.

Der experimentelle Beweis für die druckvermindernde Wirkung der in der Hinterfüllung einer erdwärts ansteigenden Stützwand auftretenden Setzungen wurde durch den Versuch Fig. 10, S. 68, erbracht. Den mit Modellstützwänden experimentierenden Forschern mußte die erwähnte Wirkung entgehen, weil sich auch die Hinterfüllung lotrechter, jedoch biegsamer Wände bereits bei Versuchsbeginn, d. h. nach beendigter Einbringung der Hinterfüllung, im Anfangsstadium der zweiten Phase befindet (vgl. den Text zu Fig. 53, S. 310). Bei Versuchen mit starren, unbeweglichen Stützwänden (Ruhedruckversuchen) müßte hingegen der Einfluß der Wandneigung auf die Größe des Erddruckes ebenso sinnfällig in Erscheinung treten, wie der Einfluß der Setzungen auf die Größe des Erddruckes beim Versuch Fig. 10. Die zwischen der Wandneigung und dem Ruhedruck bestehende Beziehung wurde in Fig. 54 b für eine niedrige Modellstützwand schematisch dargestellt. Als Abszissen wurden die Quotienten n aus der Breite der wagrechten und jener der lotrechten Projektion des Stützwandrückens aufgetragen. Die Ordinaten der voll ausgezogenen Kurve geben die Ziffern des Ruhedruckes und jene der strichlierten Kurve die Ziffern des Erddruckes für den Grenzzustand an.

---

[310]) Die bezogene Seitenausdehnung, die erforderlich ist, um den Ruhedruck eines pulverförmigen Materiales um einen bestimmten Prozentsatz n zu verringern, ist nach Fig. 20 von der absoluten Größe des (den Abszissen der Kurve A_{IV} entsprechenden) Ruhedruckes unabhängig. (Dies gilt allerdings nur für die erste Phase der Streckung, denn in der zweiten Phase läßt sich der Spannungszustand der Hinterfüllung der Stützwand infolge der in ihr auftretenden flächenhaften Gleitungen nicht mehr mit jenem eines Körperelementes vergleichen). Die mittlere Weite des von der Seitenausdehnung betroffenen Hinterfüllungsabschnittes nimmt in geradem Verhältnis mit der Höhe der Stützwand zu. Infolgedessen verhalten sich die zur Herabminderung des Ruhedruckes um n Prozente zurückzulegenden Stützwandwege ebenso wie die Stützwandhöhen.

In der Nachbarschaft der Basis und in der Nähe der Mauerkrone ist, wie aus Fig. 54 *a* ersichtlich, die seitliche Ausdehnung der Hinterfüllung sehr geringfügig und die Ziffer des Ruhedruckes ist für diese Teile des Stützwerkes wesentlich größer als die Ziffer des Druckes für die Mauermitte. Infolgedessen kann die Druckverteilungslinie für den auf die Rückseite der Stützmauer wirkenden Erddruck nicht wie jene eines hydrostatischen Druckes geradlinig sein, sondern sie muß krummlinig verlaufen.

Falls man den links von CD (Fig. 54 *a*) befindlichen Raum des Sandkastens AA_1B_1B durch eine starre Stützwand ersetzt, so erfährt die Hinterfüllung im Laufe des Einbringungsprozesses eine seitliche Zusammendrückung, deren Gesamtbetrag ebenfalls durch den Flächeninhalt der schraffierten Fläche $CP_n'D$ gegeben ist. Unter diesen Verhältnissen sollte der nunmehr von der rechten Seite her auf CD wirkende Erddruck größer sein, als der durch die Rankineschen Gleichungen festgelegte, im unendlich ausgedehnten Erdkörper auf die Schnittfläche CD wirkende Ruhedruck ($\varphi = \varphi_0$). Dieser Schluß gilt allerdings nur unter der Voraussetzung, daß der Wandrücken vollkommen glatt sei. Bei rauher Wandfläche wirkt der Reibungswiderstand den Setzungsbewegungen des Füllmateriales entgegen und ruft in der Hinterfüllung Spannungserscheinungen hervor, deren Einfluß wohl kaum a priori vorhergesagt werden kann. Nachdem bisher noch keine Versuche mit hohen, unbeweglichen und hinreichend starren Stützwänden mit erdwärtsgeneigter Rückseite (Ruhedruckversuche) angestellt wurden, fehlt auch die Grundlage zu einer ins Detail gehenden Erörterung dieses Gegenstandes.

g) Einfluß der Nachgiebigkeit der Mauerunterlage auf die Größe des Erddruckes. Dieser Einfluß ist lediglich eine von den Folgeerscheinungen der druckvermindernden Wirkung einer Streckung des Sandgefüges. Zur Erläuterung des Vorganges soll der Einfluß bestimmt werden, den die Nachgiebigkeit des Baugrundes auf die Größe des auf eine Stützmauer mit rechteckigem Querschnitt und vollkommen glatter Rückseite wirkenden Erddruckes hat. Hiebei sei zunächst vorausgesetzt, daß die Mauer während der Einbringung der Hinterfüllung in ihrer Lage festgehalten werde und erst nach Beendigung der Hinterfüllungsarbeit den Baugrund deformiert. Die Mauer (Fig. 55 *a*) habe eine Höhe $h = 5{\cdot}00\ m$, eine Dicke von $1{\cdot}67\ m$, ein Gewicht von $20{\cdot}0\ t$ pro m und die Oberfläche der aus reinem Sand mit einem spezifischen Gewicht $\gamma = 1{\cdot}5$ bestehenden Hinterfüllung sei wagrecht. Die Ziffer des Ruhedruckes der Hinterfüllung belaufe sich auf $\zeta_0 = 0{\cdot}42$. Der Ruhedruck beträgt demnach

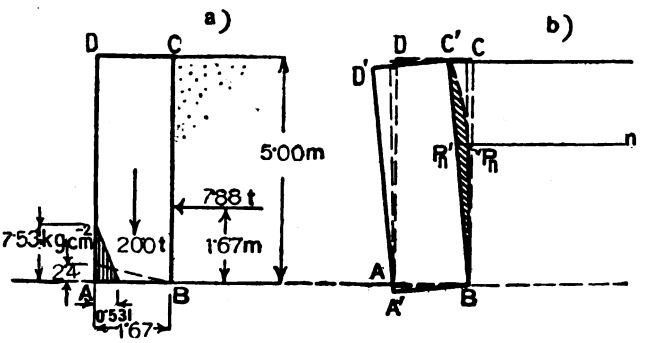


Fig. 55.

$$E_0 = \zeta_0 \frac{\gamma h^2}{2} = 0{\cdot}42 \,.\, \frac{1}{2} \,.\, 1{\cdot}5 \,.\, 5{\cdot}0^2 = 7{\cdot}88\ t \text{ pro } m.$$

Er wirkt wie ein hydrostatischer Druck und greift in einer Höhe von $h : 3 = 1{\cdot}67\ m$ über der Mauerbasis an.

Falls die Mauer zugfest mit einem vollkommen unnachgiebigen Baugrund verbunden ist, beschränkt sich die Mauerbewegung auf die durch das Biegungsmoment erzeugte elastische Ausbiegung des Mauerwerkes. Letztere beläuft sich in der Höhe der Schüttungsoberfläche auf etwa $0{\cdot}0085\ cm = 0{\cdot}000017\ h$ und nimmt nach unten

hin sehr rasch ab. Dieser Durchbiegungsbetrag ist so geringfügig, daß man annehmen kann, die Mauer empfange den vollen Erddruck der Ruhe, denn die zur Herbeiführung der ersten Gleitung erforderliche Mauerbewegung beträgt, wie erwähnt, etwa 0·001 h.

Wenn jedoch die Mauer nicht auf starrem Fels, sondern auf ziemlich dicht gelagertem, kohäsionslosem Sand mit einer Bettungsziffer $c = 8$ aufruht, so ruft der Ruhedruck in der Lagerfuge die in Fig. 55 *a* durch eine schraffierte Fläche dargestellte Druckverteilung hervor und die Kantenpressung beliefe sich auf 7·53 *kg* pro *cm*². Der luftseitige Mauerfuß würde sich um $7{\cdot}53 : 8 = 0{\cdot}94$ *cm* senken, der erdseitige um $0{\cdot}94 \cdot \frac{1{\cdot}67 - 0{\cdot}53}{0{\cdot}53} = 2{\cdot}02$ *cm* heben und die Mauerkrone erlitte eine wagrechte Verschiebung um $(2{\cdot}02 + 0{\cdot}94) \cdot \frac{5{\cdot}00}{1{\cdot}67} = 8{\cdot}88$ *cm*. Diese Verschiebung kommt selbstverständlich nicht zustande, nachdem bereits eine Stützmauerbewegung von der Größenordnung $0{\cdot}001\ h = 0{\cdot}5$ *cm* zur Gleitflächenbildung führt und der Erddruck H_1, der beim Eintreten der Gleitung auf die Wandfläche wirkt, beläuft sich bloß auf etwa

$$0{\cdot}18 \cdot \frac{\gamma h^2}{2} = 3{\cdot}37\ t \text{ pro } m$$

Bei einem Seitendruck von solcher Größe schneidet die Resultierende aus Erddruck und Mauergewicht die Mauerbasis ungefähr im äußeren Drittel und es ergibt sich für die Bodenfuge die in Fig. 55 *a* durch die strichlierte Gerade dargestellte Druckverteilung. Der luftseitige Mauerfuß senkt sich um $\frac{2{\cdot}4}{8} = 0{\cdot}3$ *cm*, der erdseitige behält seine Höhenlage bei und die Mauerkrone verschiebt sich um $0{\cdot}3 \cdot \frac{5}{1{\cdot}67} = 0{\cdot}9$ *cm*. Die mittlere Ausweichung der Mauer berechnet sich mit 0·45 *cm*. Diese Ausweichung ist von derselben Größenordnung, wie die zur Herbeiführung der ersten Gleitung erforderliche Stützwandbewegung und der Wert H_1 gibt demnach ungefähr die Größe des tatsächlich auf die Mauer wirkenden Erddruckes an.

In der Praxis gestalten sich jedoch die Verhältnisse wie folgt: Zunächst baut man die Mauer, wobei sich der Mauerwerkskörper infolge seines Eigengewichtes gleichmäßig um den durch die Bettungsziffer festgelegten Betrag setzt. Dann bringt man in wagrechten Lagen die Hinterfüllung ein. Jede neue Lage vergrößert das auf die Mauer wirkende Kippmoment und verursacht dadurch eine zusätzliche Auswärtsbewegung der Mauer. Der Punkt P_n in Fig. 55 *b* bezeichnet den Schnittpunkt zwischen der Oberfläche der n-ten Schichte und der Ebene, in der sich der Mauerrücken während der Einbringung dieser Schichte befand. Nach beendigter Hinterfüllung liegen die Punkte P_n auf einer Kurve $B\,P_n\,C'$ und die Entfernungen $P_n\,P_n'$ geben das Ausmaß der seitlichen Ausdehnung an, welche die Sandmasse im Laufe des Hinterfüllungsprozesses erfahren hat. Am Mauerfuß und an der Mauerkrone ist diese Seitenausdehnung gleich Null und in halber Mauerhöhe ein Maximum. Infolgedessen muß auch in diesem Fall die Druckverteilungskurve für den auf die Erdseite der Mauer wirkenden Erddruck gekrümmt sein, trotzdem die beanspruchte Fläche nahezu lotrecht ist.

Die bei Laboratoriumsversuchen benützten Modellstützwände sind im Vergleich zu den Stützmauern der Praxis außerordentlich dünn und die bei den Erddruckversuchen stattfindenden Wandbewegungen bestehen vornehmlich in elastischen Wandverbiegungen. Nachdem die Wandverbiegungen den Erddruck zweifellos in anderer Weise beeinflussen, als dies durch die Setzungsbewegungen einer starren Mauer geschieht, können auch die von den Erddruckversuchen gelieferten Daten über die Lage des Angriffspunktes des Erddruckes nur als Näherungswerte betrachtet werden.

Die vorangegangenen Untersuchungen haben gezeigt, daß die Größe des auf eine Stützwand wirkenden Erddruckes von der Nachgiebigkeit des Baugrundes ab-

hängt, während das Coulombsche Verfahren für die Dimensionierung der Stützmauern auf der Annahme fußt, daß der Erddruck von der Baugrundbeschaffenheit unabhängig sei. Infolgedessen gewährleisten die auf dem Coulombschen Prinzip fußenden Dimensionierungsverfahren zwar die Standsicherheit der Mauern, aber sie liefern keinen verläßlichen Anhaltspunkt für die Beurteilung der in Lagerfuge wirksamen Drücke. Wenn die in herkömmlicher Weise dimensionierte Mauer auf festem Fels errichtet wird, so könnte es vorkommen, daß die Kantenpressung am luftseitigen Mauerfuß das zulässige Maß übersteigt, denn der Ruhedruck sinkt erst dann auf den Wert des Grenzdruckes herunter, nachdem die Mauer bereits eine, wenn auch geringfügige Drehung um den luftseitigen Mauerfuß erfahren hat. Bei nachgiebigem Boden kommt dieser Umstand praktisch nicht in Betracht.

h) Der Erddruck der Ruhe bei überhöhter Hinterfüllung. Rankine identifiziert den Spannungszustand der mauerwärts abgeböschten Hinterfüllung einer Stützmauer mit dem Spannungszustand, der in einem unendlich ausgedehnten Erdkörper mit ebener, geneigter Oberfläche herrscht. Diese Gleichsetzung ist offenbar unzulässig, denn die Stützmauer ruht auf einem Erdkörper mit wagrechter Oberfläche und das Spannungsbild für einen Erdkörper mit ansteigender Oberfläche, der auf einem solchen mit wagrechter Oberfläche aufruht, hat mit dem von Rankine angenommenen Spannungszustand keine Ähnlichkeit. Um eine rohe Vorstellung von dem auf eine Stützwand mit überhöhter Hinterfüllung wirkenden Erddruck der Ruhe zu bekommen, entferne man in Fig. 56 die Überschüttung $EBCD$ und ersetze die Stützwand AB durch einen Erdkörper, dessen wagrechte, nach links hin unendlich ausgedehnte Oberfläche die Fortsetzung der Fläche EB bildet. Sodann belaste man die so entstandene Ebene durch die Schüttung $EBCD$ und bestimme die Größe der Resultierenden der auf die (nunmehr als Schnittebene gedachte) Fläche AB wirkenden Normalspannungen. Letztere lassen sich ohneweiters mit Hilfe der Strohschneiderschen Formel 163 nach demselben Verfahren berechnen wie die unterhalb eines Belastungsstreifens herrschenden Spannungen (24. Abschnitt *a*). Man zerlegt die Auflast in vertikale Streifenelemente mit der Breite dx, berechnet die Normalspannung, die durch ein Streifenelement in einem beliebigen Punkt der Schnittfläche AB geweckt wird, und ermittelt die Gesamtwirkung der Auflast durch zweimalige Integration. Die Schnittfläche AB erfährt unter dem Einfluß der Auflast eine Ausbiegung nach der linken Seite hin. Ersetzt man vor der Aufbringung der Auflast die links von AB befindliche Erdmasse durch eine starre Mauer, so unterbleibt die Ausbiegung von AB, und der gegen den Mauerrücken AB wirkende Druck ist größer, als der auf rechnerischem Weg ermittelte, auf die Schnittfläche AB wirkende Ruhedruck H. Der theoretische Wert H ist infolgedessen etwas kleiner als der Ruhedruck, dessen Größe bestimmt werden soll, und kann als unterer Grenzwert aufgefaßt werden. Die Untersuchung wurde seinerzeit[311]) vom Verfasser durchgeführt. Es wird daher von einer Wiedergabe der Zwischenrechnungen Abstand genommen. Bezeichnen

α den Neigungswinkel der Böschung BC (Fig. 56),
l die Breite ihrer wagrechten Projektion,
h die Höhe der Stützwand,
γ das spezifische Gewicht der Hinterfüllung,

$H_1 = 0{\cdot}42\,\frac{\gamma h^2}{2}$ den im unbelasteten Erdkörper gegen die Schnittfläche AB wirkenden Seitendruck,

H_2 den durch die Auflast geweckten, auf AB wirkenden wagrechten Zusatzdruck und

H den auf AB in wagrechter Richtung wirkenden Gesamtdruck, so gilt

[311]) Die Erddruckerscheinungen in örtlich beanspruchten Schüttungen. Österr. Wochenschr. für öffentl. Baudienst. 1919, Heft 17–19.

$$H = H_1 + H_2 = \left\{0{\cdot}42 + 0{\cdot}638\, tg\,\alpha\left[\frac{1}{2}\,ln\left(\frac{l^2}{h^2}+1\right)+\frac{l}{h}\,arc\,tg\frac{h}{l}\right]\right\}\frac{\gamma h^2}{2} = k_0\frac{\gamma h^2}{2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (239)$$

In Fig. 56 geben die Ordinaten der Kurve I die mit Hilfe der Gleichung 239 für eine niedrige Modellstützwand mit einer unter $\alpha = 30^0$ geböschten Hinterfüllung berechneten Ziffer k_0 des Ruhedruckes an. Als Abszissen wurden die Quotienten aus der Breite l der wagrechten Projektion der Böschung und der Höhe h der Mauer aufgetragen. Die Berechnung der Ordinaten der Kurven II (Erddruck im Augenblick der ersten Gleitung) und III (unterer Grenzwert des aktiven Erddruckes) erfolgte nach dem Coulombschen Verfahren (siehe Absatz *i*) auf Grund der vom Verfasser aus Modellversuchen mit niedrigen Stützwänden abgeleiteten Ziffern des inneren Gleitwiderstandes. Nachdem der Erddruck auf niedrige Modellstützwände auch bei geböschter Hinterfüllung nahezu wagrecht wirkte, wurde die Wandreibung vernachlässigt. Der Ruhedruck nimmt mit zunehmender Böschungsbreite stetig zu. Der Erddruck für erste Gleitung ist für $\frac{l}{h} > 0{\cdot}96$ und der untere Grenzwert des aktiven Erddruckes für $\frac{l}{h} > 0{\cdot}57$ nahezu konstant. In einem Diagramm für eine Stützwand mit einer Höhe von mehreren Metern würde aus den im Absatz *d* angeführten Gründen (kleinerer Wert der Ziffer des inneren Gleitwiderstandes sowie geringerer Unterschied zwischen dem Erddruck für erste Gleitung und dem unteren Grenzwert des aktiven Erddruckes) die Kurve II etwas höher liegen und die Kurve III dicht unterhalb der Kurve II verlaufen.

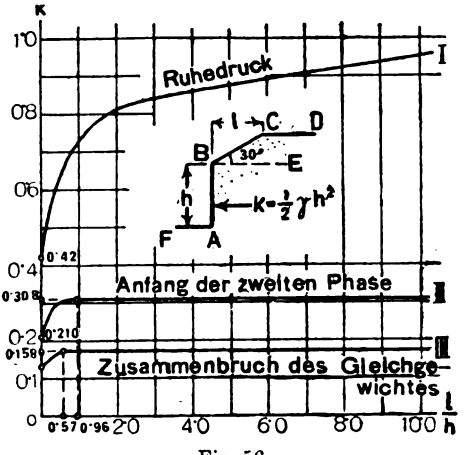


Fig. 56.

i) Die Berechnung des Grenzdruckes auf Stützwände mit lotrechter oder erdwärts ansteigender Rückwand. Die experimentellen Forschungen von Müller-Breslau und Jacob Feld haben überzeugend dargetan, daß die Coulombsche Berechnungsmethode (general wedge theory) bei der Berechnung des im Anfangsstadium der zweiten Phase wirksamen Erddruckes allen anderen bisher bekannten Berechnungsmethoden überlegen ist. Die theoretischen Einzelheiten des Verfahrens wurden bereits von Müller-Breslau so klar und lückenlos dargelegt, daß sich der Verfasser mit einem Hinweis auf das Buch „Erddruck auf Stützmauern“[312]) begnügt. Die Erörterung sei auf die Frage beschränkt, ob sich das Coulombsche Prinzip auch bei der Berechnung des unteren Grenzwertes des Erddruckes (Ende der zweiten Phase, vollkommener Zusammenbruch des Gleichgewichtes der Hinterfüllung) verwenden läßt. Diese Frage kann nur auf Grund der Erfahrung beantwortet werden, denn die Rechenmethode ist ihrem Wesen nach nur ein Näherungsverfahren; sie berücksichtigt weder die Abweichungen zwischen der tatsächlichen Druckverteilung und dem Geradliniengesetz, noch die allerdings sehr geringfügige Krümmung der Gleitfläche und gibt uns keinen verläßlichen Aufschluß über die Höhenlage des Angriffspunktes des Erddruckes.

Das durch die erste Gleitung eingeleitete Endstadium der zweiten Phase des aktiven Erddruckes wurde bisher bloß durch die mit sehr niedrigen Stützwänden ausgeführten Erddruckversuche des Verfassers erforscht. Infolgedessen haben die nachfolgenden

[312]) Stuttgart 1906. Leider schon seit langem vergriffen.

Tabelle 50.

	Spezifisches Gewicht der Körner	Wirksamer Korndurchmesser *mm*	Ungleichförmigkeitsgrad	Verdichtungsfähigkeit	Versuchs-Nr.	Art der Schüttung	Porenziffer	Relative Dichte	$\zeta_I = tg^2\frac{90-\varphi_I}{2}$	φ_I	$tg\,\varphi_I$	$\zeta_I = tg^2\frac{90-\varphi_I}{2}$	φ_I	$tg\,\varphi_I$	$\zeta_{II} = tg^2\frac{90-\varphi_{II}}{2}$	φ_{II}	$tg\,\varphi_{II}$
a) Sand[313]) . .	.	.	.	.	1	Wahrscheinlich locker geschüttet	.	.	.	.	.	0·234	40°20′	0·850	.	.	.
b) Flintstaub[314])	2·63	.	.	>0·275	2	In wagrechten Lagen locker geschüttet	0·88	0	.	.	.	0·180	44°0′	0·966	.	.	.
					3	Lagen unter 35° gegen die Wand hin abfallend	0·88	0	.	.	.	0·189	43°0′	0·933	.	.	.
					4	Lagen unter 35° von der Wand aus abfallend	0·88	0	.	.	.	0·165	45°40′	1·024	.	.	.
					5	Eingerüttelt	0·69	1·0	.	.	.	0·132	50°0′	1·192	.	.	.
c) Feiner Strandsand, wie *e)*[315])	2·53	0·32	2·0	0·28	6	In wagrechten Lagen locker geschüttet	0·89	0	0·200	42°0′	0·900	0·183	43°40′	0·955	0·125	51°0′	1·235
					7	Lagen unter 34° gegen die Wand hin abfallend	0·89	0	0·210	40°30′	0·854	.	.	.	0·131	50°10′	1·199
d) Feiner Strandsand mit glatten Körnern . . .	2·52	0·25	1·4	0·25	8	In wagrechten Lagen locker geschüttet	0·74	0	.	.	.	0·140	49°0′	1·150	0·126	51°0′	1·235
e) Grober Strandsand, Bucht Ismid, Körner eckig, rauh, angewittert	2·56	2·1	1·24	0·15	9	In wagrechten Lagen locker geschüttet	0·73	0	0·162	46°0′	1·035	0·130	50°20′	1·206	0·079	58°20′	1·621
					10	Lagen unter 35° gegen die Wand hin abfallend	0·73	0	0·168	45°20′	1·012	0·134	49°40′	1·178	0·083	57°40′	1·560
					11	Lagen unter 35° von der Wand aus abfallend	0·73	0	0·140	49°0′	1·150	.	.	.	0·075	59°20′	1·686
					12	In wagrechten Lagen gestampft	0·66	0·8	.	.	.	0·106	54°0′	1·376	0·060	62°20′	1·907

[313]) Versuche von Audé, mitgeteilt in Winkler, Neue Theorie des Erddruckes, 1872.
[314]) G. H. Darwin, On the Horizontal Thrust of a Mass of Sand, Proceedings of the Inst. of Civil Engineers. Vol. LXXI, 1883.
[315]) Versuche 6—12 vom Verfasser. Siehe Terzaghi, Old Earth-Pressure Theories and new Test Results. Eng. News-Rec. Sept. 30 1920, S. 635.

Ausführungen den Charakter einer rein physikalischen, auf das vorliegende Tatsachenmaterial beschränkten Erörterung.

In den Abschnitten *b* und *e* wurde gezeigt, daß die Ziffer des Gleitwiderstandes der Hinterfüllung sehr niedriger Wände wesentlich größer ist als jene des Gleitwiderstandes der Hinterfüllung hoher Wände; daß diese Ziffer in hohem Maß von der Art der Einbringung der Hinterfüllung abhängt und daß der Erddruck auf niedrige, lotrechte Wände nahezu wagrecht wirkt. Diese Tatsachen bilden die Grundlage der nachfolgenden Ausführungen.

Nachdem die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes nach obigem nicht bloß von der Stützwandhöhe, sondern auch von der Art der Einbringung der Hinterfüllung abhängt, mußte sie für jede einzelne, bei den Versuchen in Betracht kommende Hinterfüllungstype auf indirektem Weg ermittelt werden. Zu diesem Zweck wurde der Erddruck gemessen, der von wagrecht abgeglichenen, von verschieden hergestellten Hinterfüllungen auf lotrechte Stützwände ausgeübt wird. Da der Erddruck auf die niedrigen, vom Verfasser benützten Modellstützwände nahezu wagrecht wirkte (siehe S. 313), so konnten die Ziffern des inneren Gleitwiderstandes aus den gemessenen Erddruckwerten mit Hilfe der Formel 130 abgeleitet werden. Die Rechnungsergebnisse sind in Tabelle 50 enthalten. Die Winkelwerte φ_{I} beziehen sich auf die Grenze zwischen der ersten und zweiten Phase (Fig. 53), φ_1 auf die erste Gleiung und φ_{II} auf das Ende der zweiten Phase.

Um nun zu erfahren, ob sich das Coulombsche Prinzip auch auf die Berechnung des auf niedrige Modellstützwände wirkenden Erddruckes anwenden läßt, maß der Verfasser den Erddruck, welcher von verschieden begrenzten und verschieden hergestellten Hinterfüllungen auf die Modellstützwände ausgeübt wird. Sodann wurde die Größe des Erddruckes für jeden der experimentell untersuchten Fälle auch auf rechnerischem Weg, und zwar mit Hilfe des Coulombschen Prinzipes, ermittelt. Das Rechenverfahren unterschied sich nur dadurch vom gebräuchlichen, daß der natürliche Böschungswinkel durch die in Tabelle 50 angegebenen Winkelwerte ersetzt und die Erddruckrichtung bei lotrechter oder erdwärts ansteigender Wand in die Richtung der Flächennormalen des Wandrückens verlegt wurde.

Die geböschten Hinterfüllungen bestanden aus Lagen, deren Oberflächen dieselbe Neigung hatten wie die Böschungsoberfläche. Infolgedessen erfolgte auch die Berechnung der von ihnen ausgeübten Erddrücke mit Hilfe jener φ-Werte, die aus Versuchen mit lotrechter Stützwand und mit einer wagrecht begrenzten, jedoch in geneigten Lagen geschütteten Hinterfüllung berechnet wurden. In gleicher Weise verfuhr der Verfasser bei der Berechnung aller andern in Tabelle 51 enthaltenen Ziffern. Man kann dies aus den in der zweiten Kolonne der Tabelle 51 enthaltenen Hinweisen entnehmen. So findet sich z. B. der Winkelwert φ_1, welcher bei der Berechnung der Erddruckziffer 0·287, Tabelle 51, erste Zeile, verwendet wurde, in der Kolonne φ_1, Tabelle 50, Versuch Nr. 3. Jeder Versuch wurde mindestens achtmal wiederholt und die in der Tabelle mitgeteilten Ziffernwerte geben das arithmetische Mittel aus den Messungsergebnissen an. Bei der Auswertung der von Winkler veröffentlichten Versuchsergebnisse Audés (Erddruck auf lotrechte und auf erdwärts ansteigende Stützwände) wurde ebenso wie bei den übrigen Berechnungen angenommen, daß der Erddruck lotrecht auf die Wand gewirkt habe. Die Audéschen Stützwände waren nicht hoch genug, um die Annahme zu rechtfertigen, daß die Wandreibung voll zur Wirkung gekommen sei. In der Tat stimmen die Rechnungsergebnisse des Verfassers wesentlich besser mit den Versuchsergebnissen überein, als die von Winkler berechneten Ziffern (siehe Fußnote 317) zu Tabelle 51). Dasselbe gilt von den Darwinschen Ziffern.

Tabelle 51 enthält einen Auszug aus den Untersuchungsergebnissen. Die Differenzen zwischen Messung und Rechnung wurden durch fetten Druck hervorgehoben. Sie sind fast durchwegs so geringfügig, daß man mit Recht sagen kann, die Berechnungs-

Tabelle 51[316]).

Neigung der Wand und der Schüttungsoberfläche	Material und Lagerungsart nach Tabelle 50, Versuch Nr.	α in Graden	k_I			k_1			k_{II}		
			Gemessen	Berechnet	Differenz in %	Gemessen	Berechnet	Differenz in %	Gemessen	Berechnet	Differenz in %
Wand lotrecht, Hinterfüllung in Lagen parallel zur Oberfläche geschüttet, Oberfläche unter α gegen die Wagrechte geneigt	3	+ 35	—	—	—	0·291	0·287	**— 1·4**	—	—	—
	4	— 35	—	—	—	0·147	0·131	**— 11·0**	—	—	—
	10	+ 31	0·212	0·227	**+ 7·1**	—	—	—	0·106	0·102	**— 3·8**
	11	— 31	0·123	0·115	**— 6·5**	—	—	—	0·068	0·065	**— 4·5**
	7	+ 31	0·277	0·313	**+ 13·0**	—	—	—	0·177	0·172	**— 2·8**
Schüttungsoberfläche wagrecht, Wand unter α gegen die Vertikale geneigt, erdwärts ansteigend.	1[317])	11° 20′	—	—	—	0·1694	0·1668	**— 1·5**	—	—	—
		21° 50′	—	—	—	0·1096	0·1114	**+ 1·7**	—	—	—
		31° 0′	—	—	—	0·0622	0·0670	**+ 6·0**	—	—	—
		38° 40′	—	—	—	0·0208	0·0222	**+ 4·5**	—	—	—
		45°	—	—	—	0·0128	0·0108	**— 15·6**	—	—	—

[316]) Die Werte k geben die Ziffer des auf die Stützwand wirkenden Erddruckes an. Sie wurden unter der Voraussetzung berechnet, daß der Erddruck lotrecht zur Wandfläche wirke. Bedeuten γ das spezifische Gewicht der Hinterfüllung und h die Höhe der lotrechten Projektion der Wand, so beläuft sich der Erddruck auf $k\frac{\gamma h^2}{2}$.

[317]) Winkler berechnete die auf den Rücken der Audéschen Modellstützwand wirkenden Erddrücke unter der Voraussetzung, daß die Richtung des Erddruckes mit der Flächennormalen des Wandrückens den vollen Reibungswinkel gebildet habe. Die Differenzen zwischen den gemessenen und den von ihm berechneten Erddruckwerten beliefen sich auf: — 3·6, + 1·8, + 14·2, + 27·2 und + 64·0%.

methode habe sich bewährt[313a]). Dieses Ergebnis liefert nicht bloß einen weiteren Beweis für die vielseitige Verwendbarkeit des Coulombschen Prinzips, sondern es stützt auch die vom Verfasser im Absatz *b* aufgestellte Behauptung, daß die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes innerhalb gewisser Grenzen von der Stützwandhöhe beziehungsweise vom Wert des Quotienten aus Stützwandhöhe und Korndurchmesser abhänge. Dem Verfasser ist nicht ein einziger Fall bekannt, in dem ein Erddruckversuch kleinen Stiles ebenso große Erddruckziffern geliefert hätte, wie die Erddruckversuche mit hohen Stützwänden. Das Coulombsche Prinzip gilt für den Erddruck auf Stützwände jeder Höhe. Ergo müssen sich die Ziffern des Gleitwiderstandes mit der Stützwandhöhe ändern.

Die in Tabelle 50 zusammengestellten, aus den Ergebnissen von Erddruckversuchen mit niedrigen Stützwänden abgeleiteten Winkelwerte sind durchwegs wesentlich größer als der natürliche Böschungswinkel. Allerdings behauptet Professor Cain, Verfasser eines in den Vereinigten Staaten recht verbreiteten Lehrbuches der Erddrucktheorie: „Wenn ein Beobachter einen Reibungswinkel festzustellen glaubt, der größer ist, als der natürliche Böschungswinkel, spricht er selber das Urteil über den Wert seiner Ergebnisse und verrät obendrein, daß ihm die theoretische Schulung fehlt."[314a]) Nachdem sich jedoch die Tatsachen erfahrungsgemäß nicht um unsere Theorien kümmern, ist man genötigt, die Theorien den Tatsachen anzugleichen. Für die bei Versuchen mit kleinen Stützwandmodellen beobachteten Erddruckerscheinungen gibt es nur drei Erklärungsmöglichkeiten:

a) Sämtliche Beobachter, welche derartige Versuche angestellt haben, sind ihren Versuchsergebnissen kritiklos gegenübergestanden und wurden zu Opfern ihres Unvermögens, die relative Bedeutung der Fehlerquellen richtig einzuschätzen.

b) Die Gültigkeit des Coulombschen Prinzipes erlischt, falls die Höhe der Stützwand einen gewissen Minimalwert unterschreitet. Und

c) die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes der Hinterfüllung niedriger Stützwände ist wesentlich größer als die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes für gleichbeschaffene Hinterfüllungen hoher Wände.

Der Erklärungsversuch *a* kann bestenfalls als unmotivierte Behauptung gekennzeichnet werden; *b* scheidet infolge der in Tabelle 51 mitgeteilten Ziffern aus. Es verbleibt daher nur die Erklärungsmöglichkeit *c*.

Nachdem nun die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes von der Stützwandhöhe abhängt, die Tangente des natürlichen Böschungswinkels hingegen nicht, können die beiden Größen unmöglich miteinander identisch sein. In der Tat weist Müller-Breslau, dessen Messungsergebnisse sich nach der Ansicht des Verfassers auf das Anfangsstadium der zweiten Phase des Erddruckes (Fig. 53) beziehen, darauf hin, daß die gemessenen Erddrücke „durchwegs größer waren, als die mittels des Coulombschen Prinzipes unter Voraussetzung ebener Gleitflächen berechneten Drücke"[315a]). Er legt hiebei das Hauptgewicht auf die Worte „ebene Gleitflächen", während der Verfasser die Abweichungen in erster Linie auf den Umstand zurückführt, daß Müller-Breslau die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes in herkömmlicher Weise mit der Tangente des natürlichen Böschungswinkels identifiziert. Auch J. Feld hebt hervor, daß sich die Müller-Breslauschen Versuchsergebnisse mit dem Coulombschen Prinzip in Einklang bringen lassen, soferne man in der Rechnung den natürlichen Böschungswinkel durch einen kleineren Winkel ersetzt. Derselbe Autor sah sich bei der Auswertung seiner eigenen Versuchsergebnisse veranlaßt, an Stelle des natürlichen Böschungswinkels den kleineren „Winkel des inneren Widerstandes" in die Rechnung einzuführen.

Besonders deutlich tritt der grundlegende Unterschied zwischen der Widerstands-

---

[313a]) Nur die bei den Versuchen mit erdwärts geneigten Stützwänden beobachteten Erscheinungen ließen sich nicht mit dem Coulombschen Prinzip in Einklang bringen. Siehe Absatz *k*, S. 327.

[314a]) Trans Am. Soc., Paper No. 1529, S. 1551 (Übersetzung).

[315a]) Erddruck auf Stützmauern, Stuttgart 1906, S. 151.

ziffer und der Tangente des natürlichen Böschungswinkels bei den in Fig. 34 graphisch dargestellten Versuchsergebnissen des Verfassers in Erscheinung. Aus den Resultaten dieser mit großer Sorgfalt durchgeführten Versuche geht unzweideutig hervor, daß der Erddruck vollkommen kohäsionslosen Sandes auf sehr niedrige Stützwände nach erfolgter erster Gleitung bis auf 60% des bei der ersten Gleitung wirksamen Druckes sinken könne. Die Gründe, warum dies bei hohen Stützwänden nicht der Fall ist, wurden bereits im Absatz *d* dargelegt. Nichtsdestoweniger enthüllt uns Fig. 34 eine physikalische Erscheinung, welche nicht ignoriert werden darf, denn sie zwingt zu einer Überprüfung unserer Definitionen des inneren Gleitwiderstandes. Die erste Gleitung bewirkt eine flächenhaft auftretende Lockerung des Sandgefüges (22. Abschnitt *d*). Obendrein konnte der Verfasser experimentell feststellen, daß die Gleitfläche nach erfolgter erster Gleitung ihre Lage beibehält, d. h. die Gleitfläche stellt in weiterer Folge eine Fläche kleinsten Widerstandes dar. Infolgedessen muß der längs der Gleitfläche bei einer zweiten Gleitung zu überwindende Gleitwiderstand kleiner sein, als der Widerstand, welcher der ersten Gleitung entgegengewirkt hat. Unter diesen Umständen erscheint es aus statischen Gründen undenkbar, daß der Erddruck nach erfolgter erster Gleitung noch weiterhin abnehme. Um zu begreifen, wieso es möglich ist, daß eine solche Druckabnahme trotzdem und zwar in ausgiebigem Maße stattfindet, muß man sich des im 9. Abschnitt *e* erläuterten Unterschiedes zwischen dem Widerstand der inneren Reibung und dem inneren Gleitwiderstand, sowie der im 22. Abschnitt *c* und *d* entwickelten Begriffsbestimmungen der Hauptformen der Gleichgewichtsstörung im Boden erinnern. Die Zerstörung einer prismatischen Sandmasse kann auf zwei grundsätzlich verschiedene Weisen erfolgen:

a) Stetige Streckung, bei der ursprünglich ebene und wagrechte Querschnitte auch während der Formänderung eben und wagrecht bleiben, sowie

b) örtliche Streckung, bei der ursprünglich ebene und wagrechte Querschnitte während der Formänderung an der Grenze des Streckungsbereiches eine Schleppung erfahren.

Der bei stetiger Streckung auftretende innere Reibungswiderstand ist wesentlich größer als der Widerstand gegen flächenhafte Trennung, denn bei der Streckung besteht die Tendenz, den Kornverband unter Beibehaltung der gegebenen Kornanordnung zu stabilisieren, während in der Zerrungszone das Bestreben vorhanden ist, aus dem gegebenen Kornverband in einen neuen überzugehen (22. Abschnitt *d*). Damit ist physikalisch auch die Möglichkeit zu der auf die erste Gleitung folgenden Abnahme der Größe des Erddruckes gegeben: Durch die Zerreissung wird die flächenhafte Zerrung beseitigt. Die Masse verheilt gewissermaßen und die Größe des Erddruckes wird neuerdings, ebenso wie in der ersten Phase, lediglich durch den Widerstand der inneren Reibung bestimmt, bis zu dem Zeitpunkt, da die nach erfolgter erster Gleitung eben gewesenen Querschnitte wieder eine ausgesprochene Schleppung aufweisen.

Das eben geschilderte Abwechseln zwischen dem Vorherrschen der einen und der anderen Reibungstype ist lediglich eine Folge der wiederholt hervorgehobenen, grundlegenden Tatsache, daß die Größe der in einer körnigen Masse wirksamen Reibungswiderstände von der Art der Formänderung abhängt, durch die sie geweckt werden. Ändert sich, nach erfolgter Gleitung und Neugruppierung der Bodenkörner, die Bewegungstendenz der Sandkörner, so ändern sich auch die inneren Reibungsverhältnisse.

In diesem Zusammenhang sei auf den von Forchheimer beobachteten Einfluß hingewiesen, den die Richtung der Stützwandbewegung auf die Lage der Gleitfläche ausübt. Eine Verschiebung der Stützwand unter einem Winkel $+\alpha$ nach aufwärts bewirkte keine Veränderung des Neigungswinkels γ der Gleitfläche. „Anders verhielt es sich bei Verschiebung nach abwärts; je steiler dieselbe erfolgte, desto mehr richtete sich die Gleitfläche auf und zwar weicht für kleine α der Winkel γ nur wenig von $\frac{\varphi + 90^0}{2}$ ab, nimmt dann rascher zu, bis für $\alpha = -90^0$ die Gleitfläche in der Wand selbst liegt."[316a]) Die Forch-

[316a]) Über Sanddruck und Bewegungserscheinungen im Innern trockenen Sandes. Z. d. öst. I. u. A.-V. 1892.

heimerschen Versuche wurden mit niedrigen Stützwändchen ausgeführt und es bleibe dahingestellt, ob hinter hohen Stützwänden ähnliche Erscheinungen auftreten würden. Nichtsdestoweniger handelt es sich um eine einwandfrei beobachtete physikalische Tatsache, welche bei einer Erörterung der Statik des Sandes nicht übergangen werden darf. Falls die Gleitfläche unter allen Umständen dort auftreten würde, wo die Scherbeanspruchung der Hinterfüllung ein Maximum ist, müßte man aus den Forchheimerschen Beobachtungen schließen, daß sich der auf die Modellstützwand wirkende Erddruck mit zunehmendem α dem Wert Null näherte. Davon kann natürlich keine Rede sein. Die beobachtete Erscheinung beweist vielmehr, daß die Gleitfläche lediglich den Ort angibt, an dem die Schleppung beziehungsweise Zerreissung ursprünglich ebener Querschnitte stattfindet. Nachdem das Auftreten der Schleppung die unerläßliche Voraussetzung für das Zustandekommen des inneren Gleitwiderstandes bildet, konnte die Größe des auf die Forchheimerschen Modellwändchen wirkenden Erddruckes bei größeren Werten von α nicht von der Ziffer des Gleitwiderstandes (Seite 55, *B*), sondern nur von der Ziffer der inneren Reibung (Seite 55, *A*) bestimmt sein.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß sich das Coulombsche Prinzip in hohem Maß für die Berechnung der Stützwände eignet, denn es beschreibt sämtliche bisher beobachteten, im Verlaufe der zweiten Phase auftretenden Erddruckerscheinungen ohne Unterschied der Stützwandhöhe in befriedigender Weise. Um jedoch die Vorzüge des Prinzipes voll zur Geltung zu bringen, muß man die Gepflogenheit, die Ziffer des Gleitwiderstandes mit der Tangente des natürlichen Böschungswinkels zu identifizieren, als unbegründet aufgeben. Nachdem die Ziffer des inneren Gleitwiderstandes nicht bloß von der Dichte der Lagerung, sondern auch in hohem Maß von der Art der in der Hinterfüllung auftretenden Formänderung, d. h. von der Dicke der Gleitzone abhängt, hält es der Verfasser für ziemlich aussichtslos, nach einer Methode zu suchen, die eine vom Stützwandversuch unabhängige Ermittlung der Reibungsziffer gestattet (vgl. Fußnote 294). Diese Ziffer muß vielmehr auf indirektem Weg, aus dem seiner Größe und Richtung nach gemessenen, von wagrecht begrenzten Hinterfüllungen auf lotrechte Stützwände mit einer Höhe von mindestens 1 *m* ausgeübten Erddrücken für verschieden dicht gelagerte und verschieden beschaffene, kohäsionslose Sande abgeleitet werden, wobei man zwischen den Reibungswerten tg φ_0 (Ruhedruck), tg φ_{I} (Grenze zwischen erster und zweiter Phase), tg φ_1 (erste Gleitung) und tg φ_{II} (Zusammenbruch des Gleichgewichtes) zu unterscheiden hat. Erst dann, wenn eine Reihe solcher Werte einwandfrei bestimmt worden ist, wird man in der Lage sein, den Einfluß der Lagerungsdichte, der Sandbeschaffenheit und des Grades der Nachgiebigkeit des Untergrundes klar zu beurteilen und zu entscheiden, ob es sich empfiehlt, die genannten Faktoren bei der Stützwandberechnung durch entsprechende, von der physikalischen Beschaffenheit der geplanten Hinterfüllung abhängende Wahl der Koeffizienten zu berücksichtigen oder aber die Berechnung auf Grund von Mittelwerten einheitlich durchzuführen.

Die bisher angestellten Erddruckversuche großen Stiles gaben uns wegen der Biegsamkeit der hiebei verwendeten Stützwände und der Geringfügigkeit des für die Stützwandbewegung vorgesehenen Spielraumes bloß einen Aufschluß über das Anfangsstadium der zweiten Phase. Die experimentellen Forschungen sollten infolgedessen durch Verwendung starrer Stützwandtypen und durch Vorkehrungen für die Ermöglichung ausgiebigerer Stützwandbewegungen auf beide Phasen des aktiven Erddruckes ausgedehnt werden. Die Ergebnisse derartiger Forschungen würden auch die bisher noch ganz offene Frage beantworten, welchen Einfluß die Wandreibung auf die zwischen Erddruck und Stützwandweg bestehende Beziehung sowie auf den unteren Grenzwert des aktiven Erddruckes hat. Kleine Apparate sind aus den bereits erörterten Gründen für die Bestimmung empirischer, für den praktischen Gebrauch bestimmter Koeffizienten ungeeignet, bilden jedoch ein unentbehrliches und bisher nicht genügend gewürdigtes Werkzeug der physikalischen Erddruckforschung. Letztere kann nicht umgangen werden, denn nur sie ist in der Lage, das Wesen

der Erddruckerscheinungen aufzudecken und die zur wissenschaftlichen Auslegung der Ergebnisse der praktischen Forschung nötigen Grundlagen zu liefern.

k) Der Erddruck auf nachgiebige Stützwände mit erdwärts geneigter Rückseite. Bei den mit niedrigen, lotrechten oder erdwärts ansteigenden Modellwänden vorgenommenen Versuchen hat der Verfasser beobachtet, daß sich der Zusammenbruch des Gleichgewichtes der Hinterfüllung durch ein allmählich immer offenkundiger werdendes, von ruckartigen Vorstößen der Wand begleitetes Nachgeben der Stützwand vorbereitet (Fig. 34, oben). Im Augenblick des Zusammenbruches bildete sich stets auf der Oberfläche der Hinterfüllung eine scharfe Stufe. Diese Stufe bezeichnet die erdseitige Oberkante des Abrutschprismas. Bei den Modellversuchen mit erdwärts geneigten Stützwänden erfolgte jedoch der Zusammenbruch des Gleichgewichtes zum Unterschied vom Gewohnten nahezu unvermittelt (Fig. 34, unten). Nach erfolgtem Zusammenbruch wies die Oberfläche der Hinterfüllung nicht eine scharfe Stufe, sondern eine flache Mulde $B'\,C\,D$, Fig. 57 *a*, mit ebener Sohle $B'\,C$ auf. Die Bruchkante D befand sich mit Bezug auf den Stützwandfuß stets in derselben Lage, wie die erdseitige Kante des Abrutschprismas für eine lotrechte Stützwand. Es hatten sich offenbar an Stelle eines einzigen Keiles zwei gebildet. Diese Vorgänge sind die einzigen unter den vom Verfasser beobachteten Erddruckerscheinungen, die sich nicht mit dem Coulombschen Prinzip in Einklang bringen lassen. Nachdem auch Jacob Feld bei seinen Versuchen mit erdwärts abfallender Stützwand unerwartet große Unterschiede zwischen Messung und Rechnung konstatiert hat[317a]), sei im folgenden der Versuch unternommen, den eben geschilderten, in Fig. 57 *a* schematisch dargestellten Vorgang unabhängig vom Coulombschen Prinzip zu zergliedern. Es handelt sich hiebei lediglich um die Feststellung der physikalischen Ursachen der beim Modellversuch beobachteten Erscheinung, wobei zu berücksichtigen ist, daß der Erddruck bei lotrechter Modellwand nahezu wagrecht wirkte, was bei hohen Stützwänden nicht der Fall ist.

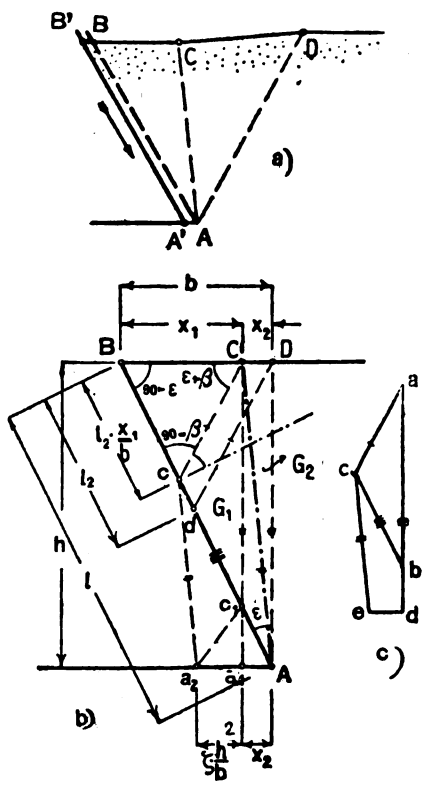


Fig. 57.

Der Verfasser deutet die beim Nachgeben der überhängenden Stützwand auftretenden und in der muldenförmigen Verbiegung der Hinterfüllungsoberfläche zum Ausdruck kommenden Bewegungserscheinungen dahin, daß die Hinterfüllung

[317a]) Trans. Am. Soc., Paper No. 1529, S. 1477–1484. Die Horizontalkomponente des auf eine im Verhältnis 1:6 erdwärts geneigte Stützfläche wirkenden Erddruckes erwies sich als ebenso groß wie die Horizontalkomponente des Erddruckes auf eine unter gleichem Winkel gegen die Lotrechte geneigte, jedoch erdwärts ansteigende Stützfläche. Theoretisch sollte die ersterwähnte Komponente wesentlich größer sein als die zweitgenannte. Der Verfasser führt die Ungereimtheit auf die weiter oben im Text erwähnte, vom Normalen abweichende Beziehung zwischen dem von einer erdwärts geneigten Stützwand zurückgelegten Weg und dem auf sie wirkenden Erddruck zurück (Fig. 34, unten). Infolge dieser Eigenheit wirkt die durch den Erddruck hervorgerufene Durchbiegung der Stützwand im Anfangsstadium der zweiten Phase des Erddruckes bei erdwärts geneigtem Wandrücken wesentlich druckvermindernder, als bei lotrechter Wand (flacher Verlauf der Druck-Weg-Kurve, Fig. 34).

der Wand bloß im Keilbereich $A\,C\,D$ (Fig. 57 a) eine Streckung erfährt, wogegen der Keil $A\,B\,C$ geschlossen in die Tiefe sinkt. Die Seitenflächen der Keile können mit hinreichender Genauigkeit als eben angenommen werden. Um ihre Lage auf rechnerischem Weg zu ermitteln, muß man zunächst auf die beim Ausweichen der Stützwand in der Hinterfüllung auftretenden Kornbewegungen eingehen, wobei man zwischen den gerichteten, zur Bewegung drängenden Kräften und jenen Kräften (Reaktionen) zu unterscheiden hat, die sich passiv der Bewegungstendenz der Körner widersetzen.

Legt man beispielsweise durch den Fuß A einer niedrigen, lotrechten Modellstützwand (Fig. 35 *a*) eine beliebige Ebene $A\,C'$, die mit der Lotrechten einen Winkel ε' einschließt und läßt dann die Stützwand in wagrechter Richtung vorrücken, so wirken auf die in der Längeneinheit eines wagrechten Streifenelementes (Breite ds) der Schnittfläche gelegenen Sandkörner folgende bewegende Kräfte: In lotrechter Richtung das Gewicht $\gamma\, z \sin\varepsilon'\, ds$ der oberhalb des Streifenelementes befindlichen Sandmasse, und von rechts her, in wagrechter Richtung, die Kraft $\zeta\, \gamma\, z \cos\varepsilon'\, ds$, worin $\zeta = \operatorname{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right)$ die Ziffer des aktiven Erddruckes bedeutet. Über die Phase, auf die sich ζ bezieht, sei vorläufig noch nichts ausgesagt. Die Tangente des Winkels $\varkappa$, den die Resultierende der beiden Kräfte mit der Ebene $A\,C'$ bildet, beläuft sich auf

$$\operatorname{tg}\varkappa = \frac{\zeta\cos^2\varepsilon' - \sin^2\varepsilon'}{\sin\varepsilon'\cos\varepsilon'\,(1+\zeta)} = \frac{1}{1+\zeta^2}\left(\frac{\zeta}{\operatorname{tg}\varepsilon'} - \operatorname{tg}\varepsilon'\right)$$

Für $\varepsilon' = \frac{\pi}{2}$ ist $\varkappa = -\frac{\pi}{2}$ und die Resultierende wirkt lotrecht nach unten. Mit abnehmendem ε nimmt $\varkappa$ ab, bleibt jedoch negativ und die Körner werden von der Resultierenden in die rechts von $A\,C'$ befindliche Sandmasse hineingedrängt. Eine nennenswerte Strukturveränderung ist in diesem Raum nicht möglich. Für

$$\operatorname{tg}\varepsilon = \frac{\zeta}{\operatorname{tg}\varepsilon} = \frac{\left(\operatorname{tg}^2 45 - \frac{\varphi}{2}\right)}{\operatorname{tg}\varepsilon} \quad \text{oder} \quad \varepsilon = 45 - \frac{\varphi}{2} \quad \ldots\ldots \quad (250)$$

wird $\varkappa = 0$. Für kleinere Werte von ε wird $\varkappa$ positiv und die Körner drängen aus der Fläche $A\,C'$ heraus in den sich erweiternden Raum $A\,B\,C$. Die unter dem Winkel ε (Formel 250) gegen die Lotrechte geneigte Ebene $A\,C'$ bildet daher die Grenze zwischen der Zone der Strukturbeharrung und der Zone der Strukturveränderung. Sie sei als Grenzfläche bezeichnet. Für $\zeta = \zeta_0$ (Ziffer des Ruhedruckes, siehe S. 187) ist $\varphi = \varphi_0$ und die Grenzfläche schließt mit der Lotrechten einen Winkel $45 - \frac{\varphi_0}{2}$ ein. Beim Nachgeben der Stützwand wird ζ kleiner und die Grenzfläche richtet sich auf. Nachdem die Formel 250 mit der Formel 129 identisch ist, deckt sich die Lage der Grenzfläche für $\varphi = \varphi_1$ im vorliegenden Fall mit der Lage der Gleitfläche, d. h. die erste Gleitung tritt längs der Grenzfläche auf.

Um nun die Lage der mauerseitigen Grenzfläche $A\,C$ des Keiles $A\,C\,D$, Fig. 57 *a*, zu bestimmen, lege man durch den erdseitigen Fuß A, Fig. 57 *b*, der Mauer $A\,B$ eine beliebige, jedoch erdwärts geneigte Schnittfläche $A\,C$. An den innerhalb der Fläche $A\,C$ gelegenen Sandkörnern greifen während einer Stützwandbewegung folgende bewegungserzeugende Kräfte an: Das Gewicht G_2 des oberhalb der Fläche $A\,C$ befindlichen Sandkeiles $A\,C\,D$; der in der Hinterfüllung herrschende, von rechts her wirkende, wagrecht gerichtete, aktive Seitendruck

$$E = \frac{1}{2}\,\gamma\, h^2 \operatorname{tg}^2\left(45 - \frac{\varphi}{2}\right) = \zeta\,\frac{\gamma\, h^2}{2}$$

und schließlich der vom Keil $A\,C\,B$ auf $A\,C$ ausgeübte Druck. Das Gewicht G_1 dieses Keiles kann in zwei Komponenten zerlegt werden: $G_1 \sin\varepsilon$ senkrecht zu $A\,B$ und

$G_1 \cos \varepsilon$ parallel zu dieser Fläche. Von der Teilkraft $G_1 \cos \varepsilon$ wird der Teil $G_1 \sin \varepsilon \operatorname{tg} \beta$ durch die Wandreibung aufgenommen ($\beta =$ Winkel der Reibung zwischen Wand und Sand). Der übrigbleibende Teilbetrag

$$G_1 \cos \varepsilon - G_1 \sin \varepsilon \operatorname{tg} \beta$$

wirkt auf $A\,C$. Er setzt sich mit den Kräften E und G_2 zu einer Resultierenden R zusammen. Diese Resultierende ist im Kraftplan Fig. 57 *c* durch die Strecke $\overline{ec}$ gegeben. Je nachdem nun diese Resultierende steiler oder weniger steil gerichtet ist als $A\,C$, werden die in der Fläche $A\,C$ befindlichen Sandkörner in den Bereich des Keiles $A\,B\,C$ hinein- oder aus demselben herausgedrängt. Infolgedessen ist die gesuchte Grenzfläche $A\,C$ durch die Bedingung $c\,e$ (Fig. 57 *c*) $\parallel A\,C$ (Fig. 57 *b*) gekennzeichnet und man kann ihre Lage ohneweiteres ermitteln. Legt man durch C (Fig. 57 *b*) eine Gerade $C\,c$, die mit der Flächennormalen von $A\,B$ den Reibungswinkel β einschließt, legt man ferner durch den Schnittpunkt c eine Gerade $c\,a_2 \parallel A\,C$ und durch C eine Gerade $C\,a_1 \parallel A\,D$, so ist wegen $c\,e$ (Fig. 57 *c*) $\parallel A\,C$ (Fig. 57 *b*) das auf diese Weise entstandene Viereck $C\,c\,a_1\,a_2$ ähnlich dem Viereck $a\,c\,e\,d$ im Kraftplan. Aus dieser Ähnlichkeit ergibt sich

$$a\,d : e\,d = a_1\,C : a_1\,a_2$$

Nun ist $\overline{a\,d}$ (Kraftplan) $= G_1 + G_2 = \frac{1}{2}\gamma\,b\,h$, $\overline{e\,d} = \zeta\frac{\gamma\,h^2}{2}$ und $\overline{a_1 C}$ (Fig. 57 *b*) $= h$; daher

$$\overline{a_1\,a_2} = \frac{\zeta\,h^2}{b}.$$

Außerdem sind auch die Dreiecke $A\,a_2\,c$ und $A\,B\,C$ (Fig. 57 *b*) einander ähnlich. Infolgedessen gilt

$$x_1 : \left(x_2 + \zeta\frac{h^2}{b}\right) = l : \left(l - l_2\frac{x_1}{b}\right)$$

oder

$$\left(x_1 + x_2 + \zeta\frac{h^2}{b}\right) : x_1 = \left(2\,l - l_2\frac{x_1}{b}\right) : l$$

$x_1 + x_2$ ist nach Fig. 57 *b* gleich b. Setzt man obendrein $b + \zeta\frac{h^2}{b} = b_1$, so erhält man

$$b_1 : x_1 = \left(2\,l - l_2\frac{x_1}{b}\right) : l$$

Hieraus

$$x_1 = b\,\frac{l}{l_2} \pm \sqrt{b^2\left(\frac{l}{l_2}\right)^2 - b\,b_1\frac{l}{l_2}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (251)$$

Durch $x_1 = B\,C$ ist die Lage der Grenzfläche bestimmt.

Die Gleichung 251 läßt sich in einfacher Weise graphisch lösen. $A\,B$, Fig. 58 *a*, stellt die Rückfläche der Mauer dar. Die Linie $A\,a$ geht durch den erdseitigen Fußpunkt A der Mauer und bildet mit der Flächennormalen von $A\,B$ den Reibungswinkel β ($\beta =$ Winkel der Reibung zwischen Wand und Sand). Nun schlage man über $a\,B$ einen Halbkreis $a\,e\,B$. Macht man $E\,D = \zeta\frac{h^2}{b}$, so ist $B\,E$ gleich der Länge b_1. Bringt man $E\,e \perp a\,B$ mit dem Halbkreis zum Schnitt (Schnittpunkt e), so ist

$$e\,a = \sqrt{b^2\left(\frac{l}{l_2}\right)^2 - b\,b_1\frac{l}{l_2}}$$

Macht man endlich $a\,C = a\,e$, so ist $a\,B - a\,C = B\,C$ gleich der gesuchten Größe x_1. In Fig. 58 *b* wurde die Konstruktion unter Weglassung der entbehrlichen Hilfslinien wiederholt.

Der Verfasser verwendete bei seinen Versuchen rauhkörnigen Grobsand (Korngröße 2 bis 3 *mm*). Die Ziffer ζ_{II} des unteren Grenzwertes des aktiven Erddruckes wurde durch Versuche mit einer 10 *cm* hohen Modellstützwand ermittelt. Sie belief sich für locker gelagertes Material (spezifisches Gewicht der Körner 2·56, spezifisches Gewicht des Sandes 1·48 und relative Dichte desselben $D = 0$) auf $\zeta_{II} = 0{\cdot}079$ (Tabelle 50, Versuch Nr. 9). Die Abmessungen der erdwärts geneigten Modellstützwand waren: $h = 10\ cm$ und $b = 5\ cm$ ($\varepsilon = 26^0\ 40'$). Beim Zusammenbruch des Gleichgewichtes bildete sich auf der Schüttungsoberfläche, angrenzend an die Mauerkrone, eine flache Mulde, deren scharf begrenzter, wagrechter Boden eine Breite von $x_1 = 4{\cdot}0\ cm$ aufwies (acht Versuche; Abweichungen vom Mittelwert sehr geringfügig). Das in Fig. 58 *b* dargestellte graphische Verfahren lieferte mit den Sonder-

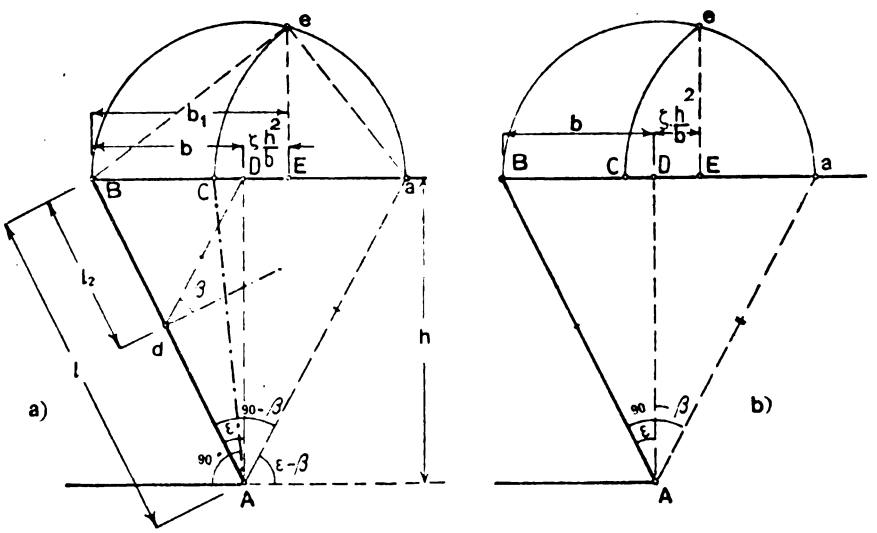


Fig. 58.

werten $\zeta = 0{\cdot}079$ und $\beta = 34^0$ (sehr rauhe Holzwand) den Wert $x_1 = 4{\cdot}10\ cm$. Da x_1 kleiner ist als b, befand sich die Grenzfläche $A\,C$ ebenso wie der Mauerrücken $A\,B$ auf der linken Seite der Lotrechten $A\,D$. Die Grenzfläche $A\,C$ stellte in vorliegendem Fall zum Unterschied von der Grenzfläche $A\,C$, Fig. 35, keine Gleitfläche dar, denn der Erdkeil $A\,C\,D$, Fig. 57, ist nicht mit dem Prisma des größten Druckes identisch. Infolgedessen kam es auch im Anfangsstadium der zweiten Phase zu keiner Gleitflächenbildung; der Zusammenbruch des Gleichgewichtes der Hinterfüllung wurde nicht durch ruckartige Wandvorstöße eingeleitet (lotrechte Stützwand, Fig. 34 oben), sondern er erfolgte unvermittelt (Fig. 34 unten).

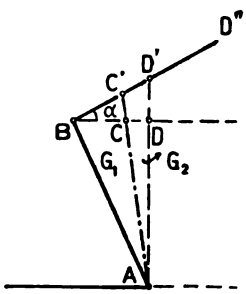


Fig. 59.

Läßt man bei gegebener Wandneigung ε (Fig. 58 *b*) den Wert ζ zunehmen, so rückt der Punkt C über den Punkt D hinaus nach rechts. Ob es auch dann zu der Bildung eines doppelten Keiles kommen kann, wenn sich der Punkt C rechts von D befindet, d. h. wenn die Grenzfläche rechts von der Lotrechten $A\,D$ liegt, ist derzeit noch nicht bekannt und es ist zweifelhaft, ob in diesem Fall die theoretische Grenzfläche eine physikalische Bedeutung hat oder nicht.

Bei geböschter Hinterfüllung ist die Lage der Grenzfläche durch die Bedingung festgelegt, daß die Resultierende der auf $A\,C'$, Fig. 59, wirkenden bewegenden Kräfte durch den erdseitigen Fuß A der Stützwand hindurchgehe.

l) Periodische Erddruckschwankungen und Einfluß der Temperatur auf die Größe des Erddruckes. Jacob Feld hat beobachtet, daß der aktive, auf eine frisch hinterfüllte Stützwand wirkende Erddruck periodische Schwankungen aufweist, deren Ausmaß mit der Zeit abnimmt und nach Ablauf von ein bis zwei Wochen praktisch gleich Null wird[318]). Die Länge der Perioden (Maximum zu Maximum) beträgt ein bis fünf Tage und ist keineswegs konstant. Sie scheint ebenso wie der Maximalwert der Abweichungen des Erddruckes vom Mittelwert (Ausschlag der „gedämpften Schwingungen") mit der Zeit abzunehmen. Der Minimalwert des Erddruckes soll bald nach erfolgter Einbringung der Hinterfüllung auftreten und die größte, von J. Feld gemessene Schwankung (Differenz zwischen dem Minimal- und dem Maximalwert der Horizontalkomponente des Erddruckes) beläuft sich auf 11·8% des Mittelwertes. Die periodischen Schwankungen des von dichtgelagerten Schüttungen ausgeübten Erddruckes schienen wesentlich geringfügiger zu sein, als die bei lockerer Lagerung des Hinterfüllungsmateriales auftretenden. Diese Erscheinung findet ihr Gegenstück in der Tatsache, daß die in Fig. 19 *a* dargestellten gedämpften Schwingungen bei dichter Lagerung der belasteten Sandschichte viel geringfügiger sind als bei lockerer. Die physikalischen Ursachen der periodischen Erddruckschwankungen wurden bereits auf S. 103 erörtert (15. Abschnitt *d*).

Die durch Temperaturänderungen hervorgerufenen Änderungen in der Größe des aktiven Erddruckes belaufen sich nach J. Feld ungefähr auf 0·15% pro 1°. Sie lassen sich nach der Ansicht des Verfassers auf folgende Weise erklären: Verringert man die Temperatur der Hinterfüllung, so würde sie bei unveränderter Kornanordnung in wagrechtem Sinne eine Verkürzung um *s* erfahren. Nun bleibt jedoch die Lage der Stützwand und mit ihr auch die Weite des Keilbereiches der Hinterfüllung während der Temperaturabnahme unverändert. Infolgedessen erfährt die Hinterfüllung bei der Temperaturabnahme eine Streckung um den Betrag *s* und die Streckung bewirkt nach Abschnitt 22 *c* eine Abnahme des Seitendruckes. Bei einer Temperaturerhöhung wird hingegen die Hinterfüllung gestaucht und der Erddruck nimmt zu. Im Sinne der eben angedeuteten Auffassung wären die durch Temperaturänderung hervorgerufenen Erddruckschwankungen mit den Schwankungen zu vergleichen, welchen der in einem festen, zwischen unnachgiebigen Widerlagern eingespannten Körper herrschende Druck bei einer Schwankung der Körpertemperatur unterworfen ist.

m) Der passive Erddruck. Preßt man eine Stützwand in wagrechter Richtung gegen die von ihr begrenzte Hinterfüllung, so sollte sich nach den Regeln der klassischen Erddrucktheorien in der Hinterfüllung eine ebene Gleitfläche bilden, die durch den Fuß der Stützwand hindurchgeht, erdwärts geneigt ist und mit der Wagrechten einen Winkel $45 - \frac{\varphi}{2}$ bildet. Die tatsächlich auftretenden Gleiterscheinungen haben jedoch mit den von der Theorie geforderten wenig gemeinsam. Forchheimer bemerkt hiezu: „Bei horizontaler Oberfläche und vertikaler Wand bildet sich bei einer rückwärts unbegrenzten Sandmasse eine ebene Gleitfläche, welche unter einem größeren Winkel als $\frac{90^0 - \varphi}{2}$ ansteigt, und nicht durch den Fuß der Wand geht. Bei rückwärtiger Begrenzung wird die Gleitfläche umso steiler, je geringer die Entfernung zwischen der Rückwand und der Vorderwand ist."[319])

Im Jahre 1893 wiederholte Forchheimer seine Versuche[320]) und faßte die Ergebnisse seiner Beobachtungen in folgenden Sätzen zusammen: „Wird mittels einer Wand trockener oder nasser Sand zurückgepreßt, so entsteht in einiger Entfernung

[318]) Trans. Am. Soc., Paper No. 1529, S. 1487–1490.
[319]) Z. d. öst. I. u. A.-V. 1882.
[320]) Versuche über Gleitflächenbildung und Schichtenfaltung. Neues Jahrbuch für Mineralogie usw. 1893, Bd. I.

von der Wand eine auf dem größten Teil ihrer Länge ebene Falte (Fig. 60 *a*), welche sich bei Fortsetzung des Verfahrens steiler aufrichtet, während in noch größerer Entfernung von der Wand eine zweite Falte entsteht... Drückt man noch weiter, so bilden sich weitere neue Falten in immer größeren Abständen von der Druckwand (Fig. 60 *b*), während die Steilheit der schon vorhandenen fortwährend wächst. Ist die Sandoberfläche mit der Verschiebungsrichtung parallel, so schließt jede Falte bei ihrer Entstehung einen Winkel von etwas mehr als $\frac{90-\varphi}{2}$ mit ihr ein, während bei steileren Oberflächen die Falten sehr deutlich krumm und zwar an der Sandoberfläche am steilsten werden."

Bei den Forchheimerschen Versuchen ruhte die Hinterfüllung in der Höhe des Stützwandfußes auf einem wagrechten Boden. Ersetzt man diesen Boden durch eine nach unten hin unbegrenzte Sandschüttung, so pflanzt sich der Seitenschub nicht bloß in wagrechter Richtung, sondern auch schräg nach unten durch den Erdkörper fort und die im Boden durch den Seitenschub geweckten wagrechten Zusatzspannungen nehmen daher mit der Entfernung von der Stützwand in ähnlicher Weise ab, wie die Spannungen in einem örtlich gepreßten, festen Körper mit der Entfernung von der Druckstelle. Die Ungleichmäßigkeit der in der gestauchten Hinterfüllung herrschenden Druckverteilung ist von einer Ungleichmäßigkeit in der Verteilung der durch den Seitenschub hervorgerufenen Strukturveränderungen begleitet. An der Grenze zwischen dem durchbewegten und dem beharrenden Teil der seitlich gepreßten

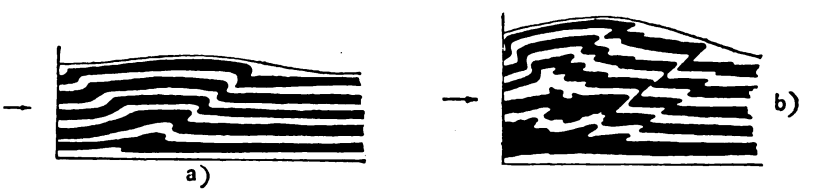


Fig. 60. Nach Forchheimer.

Sandmasse erfährt das Sandgefüge eine flächenhafte Zerrung. Diese Zerrung ist jedoch keineswegs dort am ausgiebigsten, wo die Flächennormalen der Schnittflächen mit den resultierenden Spannungen den größten Winkel einschließen (Gleitflächen der klassischen Erddrucktheorien), sondern dort, wo die Relativverschiebung zwischen den aneinander grenzenden Abschnitten am größten ist. Letzteres trifft für die Nachbarschaft der Hinterfüllungsoberfläche zu, denn dort kann sich der an die Stützwand grenzende, unter hohem Seitendruck stehende Teil der Hinterfüllung unbehindert nach oben hin ausdehnen. Infolgedessen bilden sich die Gleitflächen nicht, wie es die Theorie fordert, in der Tiefe, unterhalb des Stützwandfußes, sondern im Oberflächenbereich der Hinterfüllung. Mit zunehmendem Seitendruck rückt auch die erdseitige Grenze des Gebietes ausgiebiger Strukturveränderung von der Stützwand ab, womit sich die in Fig. 60 *b* dargestellten Gleiterscheinungen erklären.

Um die Größe des passiven Erddruckes einzuschätzen, bediene man sich der Beziehung Formel 135. Schärfere Methoden für die Bestimmung dieses Erddruckwertes sind überflüssig, denn eine Seitenbeanspruchung des Erdreiches bis an die Grenze der Widerstandsfähigkeit desselben kommt in der Praxis nicht vor. Wichtig ist hingegen die Kenntnis der Größe der Zusammendrückung, welche die Sandmasse unter dem Einfluß einer wagrechten Schubkraft erleidet. Der Erddruck, unter dem eine starre Mauer steht, wurde als Ruhedruck bezeichnet (Formel 127). Läßt man die Mauer erdwärts vorrücken, so nimmt der Erddruck zu. Die Beziehung, die zwischen dem Erddruck H und dem Stützwandweg s besteht, kann mit hinreichender Genauigkeit durch eine Kurve mit der Gleichung

$$s = c_1 H + c_2 H^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (252)$$

dargestellt werden. Diese Gleichung hat dieselbe Form wie die Gleichung 13. Der Wert des Koeffizienten c_1 ist von der Dichte der Lagerung des Sandes unabhängig. Der Wert c_2 nimmt hingegen mit abnehmender relativer Dichte sehr rasch zu. Diese Zunahme bedingt auch eine Zunahme der zu einem gegebenen Erddruckwert gehörigen Weglänge s.

Wie gewaltig der Einfluß der relativen Dichte auf die durch einen Seitenschub hervorgerufene Gesamtzusammendrückung einer Hinterfüllung ist, geht aus folgenden, auf rechnerischem Weg aus den Ergebnissen von Modellversuchen abgeleiteten Näherungswerten hervor: Eine lotrechte, mit dicht gelagertem Sand hinterfüllte Stützwand mit einer Höhe von $h = 5$ *m* würde unter dem Einfluß eines wagrechten Seitenschubes von 95 *t* um etwa 3 *cm* erdwärts vorrücken. Bei lockerer Lagerung des Sandes könnte man die Wand durch einen Druck von 20 *t* um 10 *cm* erdwärts vorschieben. Die relative Dichte hat demnach auf die seitliche Zusammendrückbarkeit des Erdreiches einen ebenso großen Einfluß wie auf die Bettungsziffer desselben (vgl. Fig. 45).

n) Der Erddruck kohärenter Bodenmassen auf Stützmauern. Nachdem die Kohäsion des Hinterfüllungsmateriales in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle auf die Oberflächenspannung des Kapillarwassers zurückzuführen ist (14. Abschnitt *d*) und die Oberflächenspannung bei anhaltenden Regengüssen ganz oder teilweise ausgeschaltet wird, so sind die theoretischen Versuche, die Kohäsion bei der Stützwandberechnung zu berücksichtigen, mit Vorsicht aufzunehmen. Eine Erörterung dieses Gegenstandes findet sich im 29. Abschnitt.

VI. Hauptstück.

Der Boden als Baugrund.

In diesem Hauptstück soll untersucht werden, in welcher Weise die physikalischen Bodeneigenschaften die verschiedenen, im Erd- und im Grundbau vorkommenden Gleichgewichtsstörungen und Setzungserscheinungen beeinflussen. Kennt man diese Einflüsse, so ist man auch imstande, aus den Ergebnissen einer physikalischen Bodenuntersuchung vorherzusagen, wie sich der zu beurteilende Boden bei einem erdbautechnischen Eingriff von bestimmter Art verhalten wird und man ist obendrein in der Lage, den Umfang der physikalischen Bodenuntersuchung von Fall zu Fall auf ein Mindestmaß zu beschränken, ohne ihren Wert zu beeinträchtigen. Der Gegenstand dieses Hauptstückes bildet daher die Grundlage für die wissenschaftliche Verarbeitung der tiefbautechnischen Erfahrung einerseits und für die erdbautechnische Deutung der Ergebnisse bodenphysikalischer Untersuchungen anderseits.

27. Abschnitt.

Der Boden im Einschnitt.

Der einfachste erdbautechnische Eingriff besteht in der Ausschachtung von Gruben und Schlitzen. Die zur Planung und Veranschlagung des Eingriffes nötigen Daten betreffen die Gewinnungsfestigkeit des Bodens, die Stabilität der Einschnittsböschungen, die Wasserführung und (bei geplanter Unterteufung des Grundwasserspiegels) auch die Durchlässigkeit des Bodens. Um diese Daten bereits vor Inangriffnahme der Bauarbeiten schätzungsweise erheben zu können, muß man in der Lage sein, den Boden mit anderen Böden zu vergleichen, deren Eigenschaften man bereits bei vorhergegangenen Aushubarbeiten kennen gelernt hat. Es handelt sich infolgedessen zunächst darum, ein Verfahren zu finden, mit dessen Hilfe man zwei an verschiedenen Orten anstehende Bodenarten in verläßlicher Weise miteinander vergleichen kann.

a) Verschiedenheit im erdbautechnischen Verhalten gleichnamiger Bodenarten. In der tiefbautechnischen Praxis begnügt man sich auch heute noch vielfach damit, den Boden seiner äußeren Beschaffenheit nach als Sand, Lehm, plastischen Ton, steifen Ton usw. zu bezeichnen, ohne seine physikalischen Eigenschaften näher zu untersuchen. Infolge dieser Gepflogenheit sind die meisten, in der technischen Literatur enthaltenen Berichte über erdbautechnische Erfahrungen von geringem Wert, denn zwei nach dem angegebenen Verfahren benannte, gleichnamige Bodenarten können in erdbautechnischer Hinsicht grundverschiedene Eigenschaften aufweisen. Um darzulegen, wie weitgehend ihre Verschiedenheit sein kann, hat der Verfasser aus der erdbautechnischen Literatur eine Anzahl von Beispielen herausgegriffen und zusammengestellt. Die in der Zusammenstellung benützten Boden-

bezeichnungen und Bodenbeschreibungen wurden den Quellen entlehnt, aus denen die Beispiele stammen.

Sand. Ein auf natürlicher Lagerstätte befindlicher, mittel- oder grobkörniger Sand wird mit Recht als eine der tragfähigsten und standfestesten Bodenarten bezeichnet. Böschungen, deren Neigungswinkel kleiner ist, als der natürliche Böschungswinkel, gelten als stabil, soferne sie gegen die Angriffe fließenden Wassers geschützt sind. Die durch eine Änderung der Gleichgewichtsbedingungen (Abgrabung oder Aufbringung örtlicher Belastung) hervorgerufenen Formänderungen vollziehen sich fast zur Gänze innerhalb eines kurzen Zeitraumes und die zeitlich verlaufenden Nachwirkungen der Zustandsänderungen (Ausgleich innerer Reibungsspannungen) sind praktisch von untergeordneter Bedeutung. Trotzdem weist auch der mittelkörnige Sand unter bestimmten Verhältnissen den Charakter einer höchst unstabilen Bodenart auf, deren Gleichgewicht durch äußere Faktoren in einer nahezu unberechenbaren Weise gestört werden kann. Das gilt beispielsweise von einer an der Küste von Zeeland (Holland) anstehenden, diluvialen Sandschichte. Die Schichte hat eine Mächtigkeit von 20 bis 40 *m* und ihre Oberfläche ist unter 1 : 4 bis 1 : 6 geböscht. Der Sand ist mittelkörnig. Trotzdem setzen sich von Zeit zu Zeit im Küstenbereich gewaltige Sandmassen in Bewegung und schießen mit großer Geschwindigkeit nahezu wagrecht in das Meer hinaus (Sandfälle. Vgl. Absatz *f*).

Fester Ton. Beim Bau der Untergrundbahn von Detroit, Mich., stellte man die Zufahrtsrampen zu einem Unterwassertunnel in offener Baugrube her. Die oberste, 6 *m* dicke Schicht des Baugrundes bestand aus Silt. Darunter lagerte „zäher, blauer Ton" (tough, blue clay)[321]). Die Baugrube war 10 *m* breit und bis zu 20 *m* tief. Die Baugrubenumschließung bestand aus einer 40 *cm* starken Bohlenwand, die bis zu einer Tiefe von etwa 4 *m* unter die Baugrubensohle gerammt wurde. Trotzdem sich die Sohle der Grube 18 *m* unter dem Wasserspiegel des Flusses befand, wurde kein Auftreiben der Baugrubensohle beobachtet. Der Wasserzudrang war unbedeutend. — Ganz anders verhielt sich eine „feste Tonschicht" bei den Aushubarbeiten für einen Landpfeiler der Weichselbrücke bei Thorn[322]). Diese Schicht wurde in mäßiger Tiefe unterhalb des Grundwasserspiegels angeschnitten. Die Baugrubensohle hob sich während der Bauarbeiten um etwa 0·31 *m*, wobei die Gründungspfähle samt dem zugehörigen Rüstzeug um 0·1 *m* emporstiegen.

Plastischer Ton. In Chicago[323]) besteht der Baugrund aus zähem, blauem Ton (tough, blue clay), der oben „recht plastisch" ist und nach unten hin zäher wird. In Toronto, Canada[324]), ist der Ton in der Nachbarschaft der Bodenoberfläche so fest, daß er das Gewicht vier- bis sechsstöckiger Häuser ertragen kann. Nach unten zu wird er weich und plastisch.

Tiefschwarzer Ton. Um die Tragfähigkeit des Baugrundes für die Pfeiler des Dallas Oak Cliff Betonviaduktes in Dallas, Texas, zu bestimmen, schachtete man Gruben mit einer Tiefe von 46 *cm* und einem Grundriß von 36 × 36 *cm* aus und füllte sie mit Wasser[325]). Der Baugrund bestand aus steifem schwarzen Ton (black waxy). Die Probebelastung (Lastfläche 30 × 30 *cm*) wurde erst dann vorgenommen, nachdem der zu belastende Boden Gelegenheit gehabt hatte, Wasser anzusaugen. Sie ergab, daß sich die Lastfläche bei einer Einheitsbelastung von 20 *kg* pro *cm*² bloß um 0·8 bis 3·0 *cm* senkte. Auch im mittleren Teil der Ugogo-Senke (Ostafrika) besteht der Untergrund aus „schwerem, schwarzem, undurchlässigem Ton" mit muscheligem Bruch[326]). Nur scheint dieser Ton im Gegensatz zum Texas-Ton das

---

[321]) The connection between the westerly approach and the subaqueous sections of the Detroit River Tunnel. Eng. Rec. 1909, I. S. 116.
[322]) Eisenbahnbrücke über die Weichsel bei Thorn. Z. f. Bauw., 1876, S. 35.
[323]) The Auditorium Building in Chicago. Engineering 1891, I. S. 400.
[324]) Tall building founded on soft clay. Eng. Rec. 1907, I. S. 731.
[325]) Soil bearing tests. Eng. Rec. 1912, II. S. 304.
[326]) Paul Vageler. Ugogo.

Wasser gierig anzusaugen. In der Regenzeit verwandelt sich der Senkenboden in einen grundlosen Schlamm, so daß in diesem Teil der Senke keine Straßen angelegt werden können.

Klai-Erde. Längs der Eisenbahnlinie Paramaribo-Dane (Surinam) besteht der Baugrund aus „rotem, eisenhaltigem Klaiboden“[327]). In gelöstem und frisch geschüttetem Zustand wird dieser Boden vom Regen erweicht. Nach erfolgter Setzung bildet er hingegen eine harte, wasserundurchlässige Masse. Eine dünne Sandbettung genügt, um das Eindringen der Schwellen zu verhindern. Die Dämme sind fest und widerstandsfähig gegen Ausspülung. — Der Klai von Cuxhaven[328]) wird an der Luft auch fest und steht ohne Stütze in meterhohen, senkrechten Wänden. Bei Wasserzutritt verwandelt er sich jedoch in eine breiartige Masse.

Gelber Lehm. Viele von den Einschnittsböschungen der Eisenbahn Kiathané-Beklemé, Thrazien, bestehen aus gelbem Lehm. Einige von ihnen überdauerten sechs Jahre lang unverändert die Frühjahrsregen, während andere, gleich steile und ähnlich gelegene Böschungen ausflossen[329]).

Die Beispiele zeigen, wie viel das übliche Verfahren, Böden zu beschreiben an Klarheit und Eindeutigkeit zu wünschen übrig läßt.

Das Am. Found. Comm. schlägt die in Tabelle 52 mitgeteilte, auf geologischen Unterscheidungsmerkmalen fußende Bezeichnungsweise vor. Diese Bezeichnungsweise ist schon deswegen der bisher üblichen vorzuziehen, weil der Ingenieur genötigt ist, bei ihrer Anwendung auf die geologische Vorgeschichte der zu bezeichnenden Bodenarten einzugehen. Bodenarten mit ähnlicher geologischer Vorgeschichte haben manche Eigenschaften miteinander gemeinsam. So sind z. B. Sande äolischen Ursprunges fast ausnahmslos mittel- bis feinkörnig und äußerst gleichförmig (steile Verteilungskurven, Fig. 1). Ihre relative Dichte ist zumeist gering. Der Verwitterungsboden von Basalt und Porphyr ist beweglicher, als jener des Kalkes. Bei lakustrinen Tonlagern kommt es viel häufiger vor, daß sich der Ton unter dem Schutz einer steifplastischen oder halbfesten Kruste in weichplastischem Zustand erhalten hat, als bei marinen. Durch planmäßig angelegte, bodenphysikalische Untersuchungen dürfte sich unsere Kenntnis von den Beziehungen zwischen der geologischen Vorgeschichte der Böden und der physikalischen Beschaffenheit derselben noch wesentlich erweitern lassen. Trotzdem wird die auf rein geologischen und petrographischen Merkmalen fußende Bodenbeschreibung niemals imstande sein, den Bedürfnissen der Tiefbaupraxis restlos zu genügen, denn sie beschränkt sich unvermeidlicherweise auf die qualitative Seite der Bodeneigenschaften. Eine Beschreibung der quantitativen Seite dieser Eigenschaften kann nur auf Grund der Ergebnisse einer physikalischen Bodenuntersuchung erfolgen. Eine vollständige bodenphysikalische Bearbeitung der bei den verschiedenen Erdarbeiten in Betracht kommenden Bodenarten wäre jedoch viel zu zeitraubend. Es empfiehlt sich daher, einen Mittelweg einzuschlagen und die physikalische Bodenuntersuchung auf jene Bodeneigenschaften zu beschränken, die bei der geplanten erdbautechnischen Unternehmung aktiv oder passiv zur Geltung kommen können.

b) Die Gewinnungsfestigkeit des Bodens. Wenn es sich um Bodenaushub durch Handarbeit handelt, so genügt es im allgemeinen, die Bodenbeschaffenheit durch die Arbeitsleistung zu kennzeichnen, die zur Ausschachtung von einer Raumeinheit des gewachsenen Bodens erforderlich ist. Rziha schlug das in Tabelle 53 mitgeteilte Bezeichnungsverfahren vor. Noch zweckentsprechender ist das von G. Lucas für Försters Taschenbuch für Bauingenieure entworfene und der Klassenteilung Tabelle 54 zugrundeliegende System. Nur muß die Klassenbezeichnung in

[327]) Die Eisenbahn Paramaribo-Dane, Surinam. Reigersberg Versluys. Organ. 1909 Bd. 46, S. 279 u. 295.

[328]) Ausweichung einer Uferschälung. D. Bautzg. 1879, S. 169.

[329]) Beobachtungen des Verfassers.

Tabelle 52[330]).

Entstehungsart	Ortständige Bildungen						Transportiert						
	Residual					Organogen (Kumulos)	Gehängebildungen (Detritus)	Sedimentär			Glacial	Äolisch
								Flußablagerung (Alluvial)	Seeablagerung (Lakustrin)	Meeresablagerung (Marin)		
Bezeichnung	Verwitterungsboden von					Torf, Moor auf ursprünglicher Lagerstätte, etc.	Schutthalden, Gehängelehm etc.	Rezente Flußablagerungen, manche Adobé-Arten etc.	Manche Torfe und Moorablagerungen, Seeterrassen etc.	Strandbildungen, marine Tone etc.	Moränen, Blocklehme, Driftablagerungen.	Sand-Dünen, Löß, manche Adobé-Arten, vulkanische Asche etc.
	Massengesteinen (Granit, Basalt, Porphyr etc.)	Schiefergesteinen (Gneis, Glimmerschiefer, Phyllit etc.)	Karbonatgesteinen (Kalk, Marmor, Mergel etc.)	klastischen Gesteinen (eisenschüss. Sandstein, Quarzkonglomerat etc.)	unverfestigten Massen (Ton, Sand, Schotter etc.)							
Zusammensetzung	Gestalt der Bodenteile (derb, flach, schuppenförmig; Flächen glatt oder rauh; Kanten scharf oder abgerundet) Größe der Bodenteile (Siebanalyse der gröberen Bestandteile nach Tabelle 2 und Prozentsatz an abschlämmbaren Bestandteilen) Mineralische Beschaffenheit der Sandkörner und gröberen Gesteinsfragmente. Bei Tonen: Plastizitäts- und Fließgrenze.											
Struktur	Dicht oder locker gelagert (für Sande und Schotter), dicht, locker (flockig) oder gekrümelt (für Tone und Lehme).											
Wassergehalt	Feuchtigkeitsgrad (Sande), bezw. Wassergehalt in Gewichtsprozenten (Ton, Lehm, Schlamm).											
Besondere Merkmale	Veränderung der physikalischen Merkmale an frischen Bruchflächen in Berührung mit Luft oder Wasser (wird rissig oder weich, zerfällt in prismatische Brocken von 0·5 bis 1·0 *cm* etc.). Beimengungen (kalk- oder salzhaltig, humos, eisenschüssig etc.).											

[330]) In Anlehnung an Pap. a. Disc., Am. Soc., Jan. 19th 1916, Table 2, S. 351.

den Nachkalkulationsakten durch Angaben über die Wirkung der Aushubwerkzeuge (der Boden löst sich in Schollen, die beim Verladen zerbrechen, oder in Schollen, die beim Verladen unversehrt bleiben; der Boden klebt am Werkzeug oder nicht usw.) und über besondere, den Wirkungsgrad der Arbeit beeinflussende Verhältnisse (Findlinge, Einlagen von Ortstein-Schmitzen usw.) ergänzt werden.

Beim Bodenaushub durch Aushubmaschinen (Eimerbagger, Löffelbagger, Greifbagger usw.) hängt der praktische Wirkungsgrad der Arbeit bei gegebener Bodenbeschaffenheit so sehr von der Art des Werkzeuges ab, daß es unmöglich erscheint, ein Klassensystem zu entwerfen, in das sich die mit sämtlichen Aushubgeräten gemachten Erfahrungen zwanglos eingliedern lassen. So ist beispielsweise der Einfluß

Tabelle 53[331]).

Bodenklasse	Bezeichnung der Bodenart	Arbeiter Tagwerke pro 1 m^3 Aushub	Dynamit Nr. I pro 1 m^3 Aushub	Gewinnungsfestigkeit in $kg\,m$ pro m^3	Verhältniszahl der Gewinnungsfestigkeit
I *a*	Milder Stichboden	0·08	—	10.400	1·0
I *b*	Schwerer Stichboden	0·12	—	15.600	1·5
II *a*	Milder Hackboden	0·16	—	20.800	2·0
II *b*	Schwerer Hackboden	0·20	—	26.000	2·6
III *a*	Mildes gebräches Gebirge	0·30	—	39.000	3·8
III *b*	Festes gebräches Gebirge	0·50	0·10	72.500	7·1
IV *a*	Festes Sprenggestein	0·70	0·20	106.000	10·2
IV *b*	Sehr festes Sprenggestein	1·00	0·30	152.500	15·0
IV *c*	Höchst festes Sprenggestein	1·60	0·50	245.500	24·0

des Tongehaltes und der relativen Dichte eines Sandes auf den praktischen Wirkungsgrad eines Greifbaggers viel größer, als auf jenen eines Eimerbaggers oder eines Löffelbaggers. Der einzig gangbare Weg für eine systematische Verarbeitung der beim maschinellen Aushubbetrieb gesammelten Erfahrungen besteht in der Aufzählung und Zergliederung aller Faktoren, welche das Betriebsergebnis beeinflußt haben[332]). Der

[331]) Nach Rziha, Die Gewinnungsfestigkeit der Erd- und Felsmassen in Einschnitten. Centralbl. d. Bauverw., 1889, S. 176. Rziha bewertet ein Tagewerk mit 130.000 *kg m* und die Nutzleistung von 1 *kg* Dynamit Nr. I mit 75.000 *kg m*.

[332]) In den Vereinigten Staaten wurde die Bedeutung der Betriebsanalyse schon seit langem gewürdigt. Neuerdings sind aber auch in Deutschland wertvolle Anleitungen zur systematischen Verarbeitung der Ergebnisse maschineller Aushubbetriebe veröffentlicht worden. Erwähnt seien:

Contag, Über die Bodengewinnung bei größeren Erdarbeiten. Berlin, 1909.

Kundigraber, Kalkulation und Zwischenkalkulation in Großbetrieben, 1920, und

Rathjens, Erfahrungsergebnisse über Trockenbaggerbetriebe, 1922.

Die überaus wertvolle Rathjensche Schrift enthält ausführliche Angaben über die Beschaffenheit und das Verhalten des Baggergutes. Der Verfasser vermißt in dieser Arbeit bloß eine kurzgefaßte Beschreibung der geologischen Natur der angeschnittenen Bodenschichten. Eine derartige Beschreibung ist in der Einleitung zu dem vortrefflichen Fülscherschen Bericht über den Bau des Kaiser Wilhelm-Kanales (Z. f. Bauw., 1897, S. 217, 387 u. 495) zu finden und erhöht aus den auf S. 336 angeführten Gründen den praktischen Wert der im Bericht enthaltenen Daten ganz wesentlich. Auch der technisch-geologische Bericht über die beim Bau der Catskill-Wasserleitung von New York gemachten Erfahrungen (Trans. Am. Soc., Sept. 1922, S. 1529) sei als nachahmenswertes Beispiel erwähnt.

Tabelle 54[333]).

Bezeichnung	Stichgebirge (rolliges Gebirge)		Hackgebirge (mildes Gebirge)		Schußgebirge (festes und sehr festes Gebirge)			
	sehr locker	locker	bindig	gebräch	gebräch	fest	sehr fest	
Lösegeräte	Schaufel und Spaten	Schaufel und Spaten (Keile und Schlägel)	Breithacke, Keile und Schlägel	Spitzhacke, Kreuzhacke, Keilhaue, Brechstange	Spitzhacke, Keilhacke, Treibekeile, Brecheisen, Bohrung und Sprengmittel	Bohrung und Sprengmittel, Brecheisen	Bohrung (nach Befinden mit Bohrmaschine und Sprengmittel.	
Bodenklasse	I	II	III	IV	V	VI	VII	
Erdart	Erdarten ohne Zusammenhang. Sand, Gartenerde, Kies ohne Bindemittel.	Erdarten mit geringem Zusammenhang. Sandiger Lehm, leichter Ton, feiner Kies mit Bindemittel.	Erdarten mit starkem Zusammenhang. Schwerer Lehm und Ton, Letten. Mergel, steiniger Boden, loses Gerölle.	Trümmergesteine. Weichere Sandsteine, zerklüfteter Kalkstein, kleinbrüchige Schiefer, festes Gerölle.	Gesteine in Bänken von nicht zu großer Mächtigkeit und Festigkeit. Schiefer und Sandsteine, Kalk, Kreide, Konglomerate.	Felsen in geschlossenen, starken Bänken. Feste Schiefer, harte Sandsteine und Kalksteine.	Harter Felsen der ältesten Schichten. Gneis, Granit, Quarz, Syenit, Porphyr.	
Leistung eines Arbeiters im Durchschnitt[334])	1·0—2·0 1·5	0·7—1·0 0·85	0·45—0·7 0·6	0·3—0·45 0·4	0·22—0·3 0·25	0·16—0·22 0·20	0·1—0·16 0·13	m^3 pro Stunde
100 m^3 Bodenmassen wiegen im Abtrag	150	160	180	200	220	250	280	t
100 m^3 Abtragmassen erfordern Raum in den Fördergefäßen	110	120	125	130	135	140	150	m^3
100 m^3 Abtragmassen ergeben im Damm nach Verschwinden der vorübergehenden Auflockerung	103	104	106	108	110	113	115	m^3
100 m^3 Boden zu lösen erfordert Arbeitstage à 8 Std.	0—4	4—8	8—15	15—24	24—32	32—44	44—72	Tage
100 m^3 gelösten Boden einmal zu werfen oder in übliche Fördergefäße zu laden erfordert Arbeitstage à 8 Std.	4	4	4	5	5	5·5	5·5	Tage
100 m^3 gelösten Boden in Fördergefäße mit hohen Borden zu laden erfordert Arbeitstage zu 8 Stunden	6·5	6·5	6·5	7	7	8	8	Tage
Theoretische Leistungsfähigkeit des Löffelbaggers	100	100	100	2 bis 3 Hübe pro Minute. Theoretische Leistung = Löffelinhalt × Hubanzahl.				—
Tagesdurchschnitt höchstens	50	40	30	—	—	—	—	—
Monatsdurchschnitt höchstens	45	35	25	—	—	—	—	—
Durchschnitt bei längerer Arbeitszeit[335])	40	30	20	—	—	—	—	—
Bohrlochtiefe für 1 m^3 Gestein[336])	—	—	—	—	0·2—0·8	0·5—1·5	1·0—2·1	m
Ausbohrung von Hand, pro Arbeitsstunde	—	—	—	—	160—120	100—60	50—30	cm^3
Entsprechend der Länge eines Bohrloches mit 25 mm Ø von	—	—	—	—	32—24	20—12	10—6	cm
Dynamitbedarf pro 1 m^3	—	—	—	—	0·04—0·08	0·12—0·16	0·2—0·3	kg

[333]) Nach Förster, Taschenbuch für Bauingenieure. 3. Aufl. Berlin 1920. S. 1211—1213. — [334]) Wasserhaltigkeit erhöht die Gewinnungskosten der Bodenklassen I—III um 15—30%. — [335]) Contag, Über die Bodengewinnung bei größeren Erdarbeiten. Doktordissertation. — [336]) Obere Weite d der Bohrlöcher für Pulver bei Handbohrung im Durchschnitt $d = 2{\cdot}34 + 0{\cdot}02\ t\ cm$. Für Dynamit um 20—25% enger. $t = 30$ bis 120 cm.

Betriebsbericht ist durch eine nach Tabelle 52 verfaßte, allgemeine Beschreibung der ausgeschachteten Bodenarten zu ergänzen.

Leider zählen die in der Fußnote 332 als mustergültig erwähnten Betriebsberichte heute noch zu den Ausnahmen. Infolgedessen sind nicht einmal die Baggerbaufirmen in der Lage, verläßliche Auskunft über den Wirkungsgrad ihrer Fabrikate zu geben. Die Angabe des wahren Wirkungsgrades einer Baggermaschine kann nur dann als zuverlässige Grundlage für die Beurteilung der Güte des Baggers und für die Veranschlagung der Baggerkosten betrachtet werden, wenn die Bodenart, auf die sich der Wirkungsgrad bezieht, eindeutig gekennzeichnet ist; die in den Katalogen der Baggerfirmen enthaltenen Daten sind in der Regel weit davon entfernt, dieser wichtigen und selbstverständlichen Forderung Genüge zu leisten. Die Einführung der durch Tabelle 52 vorgezeichneten, ins Detail gehenden Beschreibung des Baggergutes liegt sowohl im Interesse der Kunden als auch in jenem der Firmen.

c) Die Durchlässigkeit des gewachsenen Bodens. Die Erfahrung lehrt, daß die auf natürlicher Lagerstätte befindlichen Sedimente infolge Schluff- und Schlammgehaltes wesentlich weniger durchlässig sind, als man bei oberflächlicher Prüfung ihrer Kornzusammensetzung vermuten würde. Nachdem die Verschlämmung der Bodenporen eng mit der geologischen Vorgeschichte der Sedimente verknüpft ist, liegt die Möglichkeit vor, durch systematische Verarbeitung der bei Wasserhaltungsarbeiten gesammelten Erfahrungen zum mindesten die Grenzen kennen zu lernen, innerhalb welcher die Durchlässigkeitsziffer einer Bodenart von gegebenem geologischem und petrographischem Charakter schwanken kann. Diese Kenntnis würde bei der Planung der Wasserhaltungsmaßnahmen und bei der Veranschlagung der Wasserhaltungskosten wertvolle Dienste leisten. Leider liegen derzeit noch wenige, auf Beobachtung fußende Daten vor.

Um aus der von den Pumpen geförderten Wassermenge auf die mittlere Durchlässigkeitsziffer des von den Pumpen entwässerten Bodens zu schließen, kann man sich der Formeln bedienen, die Forchheimer für den Wasserzudrang nach Senken entwickelt hat. Die in der Praxis der Wasserhaltung durch Spiegelsenkung in offenen Pumpensümpfen vorkommenden Fälle lassen sich in vier Klassen einteilen:

1. Einfache Baugrube mit gepölzten Seitenwänden.
2. Einfache, mit Spundwänden umgebene Baugrube.
3. Baugrube in offenem Wasser, mit Fangdamm ohne Spundwand umgeben.
4. Wie 3., jedoch mit Spundwandumschließung.

Die bei der Behandlung der aufgezählten Fälle in Betracht kommenden Rechenmethoden sind: Die Theorie des Wasserzudranges nach weiten Schachtbrunnen; die Theorie der Sümpfung der Baugruben[337]) und die allgemeine Theorie der Grundwasserströmung nach isothermischen Kurvenscharen[338]). Der Fangdamm ist bei den Berechnungen als undurchlässiger Konstruktionsteil zu betrachten. Infolgedessen muß man die durch den Fangdamm hindurchtretende, durch Schätzung zu erhebende Wassermenge von der aus der Grube geförderten Wassermenge in Abzug bringen. Das Rechnungsergebnis ist wohl in allen Fällen mit Fehlern bis zur Höhe von 50% behaftet. Nachdem sich jedoch in der Praxis die tatsächlich zu fördernden Wassermengen nicht selten um mehrere hundert Prozente von den Wassermengen unterscheiden, die dem Kostenvoranschlag zugrunde gelegt wurden, muß man den oben angegebenen Genauigkeitsgrad als zufriedenstellend betrachten.

Tabelle 55 enthält eine Zusammenstellung von Durchlässigkeitsziffern, die nach dem angegebenen Verfahren aus Wasserhaltungsdaten abgeleitet wurden. Die größte, in der Tabelle vorkommende Durchlässigkeitsziffer beträgt 0·332 $cm\ sec^{-1}$ und entspricht ungefähr

[337]) Forchheimer, Hydraulik. 1914. S. 442.

[338]) Forchheimer, Zur Grundwasserbewegung nach isothermischen Kurvenscharen. Sitzber. d. k. k. Akad. d. Wissensch. Math. natw. Klasse, 1919.

Tabelle 55[339]).

Ort und Art der Arbeit	Materialbeschaffenheit	Durchläss.-Ziffer k - in $cm\ sec^{-1}$	Wirksamer Korndurchm. d_w in mm[340])
Brunsbüttelkoog, Schleusenbau. Grundwassersenkung[341]).	Feinsand (60% < 0·333 *mm*)	0·0172	0·152
	Kiesboden (21% < 0·333 *mm*, 22% mit 0·333–0·666 *mm*, 57% mit 0·666 *mm* bis Schottergröße.)	0·068	0·300
	Grobsand mit 9% feinerem Material (< 0·666 *mm*)	0·120	0·400
	Adermaterial (Kies mit Grobsand > 0·666 *mm*).	0·316	0·650
Duisburg-Ruhrort, Brunnengründung. Baugrube 5 × 4 *m*, 4 *m* tief, neben offenem Wasser[342]).	Oben lehmiger, nach unten zu reiner werdender Kies.	0·161	0·460
Alleghany River, Wehrbau. Baugrube ca. 10.000 m^2, 4·5 *m* tief. Kastentangdamm ohne Spundwand.	Schottergrund; die Flußsohle bis zu einer Tiefe von 0·9 bis 2·4 *m* beinahe dicht.	0·0163	0·147
Laibacher Moorbrücke. Baugrube 14 × 6 *m*, 1 *m* tief. Mit Spundwand[343]).	Schüttung mit Steinen.	0·10–0·20	0·366–0·516
St. Pölten, Kläranlage. Baugrube 30 × 10 *m*, 3·5–6 *m* tief. Ohne Spundwand.	Grober Schotter mit Kies und Sand.	0·064	0·292
Kammerhof, Wehrbau. Baugrube 5 × 2·2 *m*, bis 6 *m* tief[344]).	Schotter mit Kies und wenig Sand.	0·332	0·666
Marchfeld, Wasserversorgung[345]).	Kies.	0·017	0·151
Lechfeld bei Gersthofen[345]).	Kies.	0·31	0·642

einem wirksamen Korndurchmesser von 0·66 *cm*. Die Wasserhaltung bereitete ernste Schwierigkeiten. Die Herstellung des Wehrkörpers erfolgte in kurzen Teilabschnitten und der Baugrund bestand nach der Angabe des bauleitenden Ingenieurs aus nahezu sandfreiem, mit Geröllen vermengtem Grobkies". Diese Angabe bezieht sich wohl auf den durch das Wasserschöpfen ausgespülten Boden. Wenn man jedoch im Grundwasserbereich wirklich offenen Schotter anschneidet, so ist die Wasserhaltung beinahe undurchführbar.

Als Beispiel sei ein Versuch erwähnt, in einer der Salzachschluchten (Salzkammergut) unter dem Schutz eines Fangdammes die Baugrube für eine Staumauer auszuheben. Die

[339]) Die Ziffern machen keinen Anspruch auf Genauigkeit und sollen lediglich eine Vorstellung von der Größenordnung der Durchlässigkeit typischer Baugründe vermitteln.

[340]) Aus den Werten von k mit Hilfe der Annahme $k = 75\ d_w^2$ eingeschätzt. (Angenäherte Beziehung zwischen k und d_w bei dichter Lagerung des durchströmten Materiales.)

[341]) Bohlmann, Grundwassersenkung beim Schleusenbau von Brunsbüttelkoog.

[342]) Rechnungsunterlagen aus Z. f. Bauw., 1889, S. 255.

[343]) Rechnungsunterlagen nach F. Gürke, Umbau der Laibacher Moorbrücke der Südbahn. Z. d. österr. Ing. u. Arch.-Ver., 1901, S. 901.

[344]) Mündliche Mitteilungen des Bauleiters, Herrn Ing. R. Rabas.

[345]) Für ein Gefälle $J = 1$ berechnet nach Forchheimer, Hydraulik, S. 424. Für den Schotter des Murtales oberhalb Graz ergibt sich aus Forchheimerschen Daten für $J = 1$ der Wert $k = 1{\cdot}102\ cm\ sec^{-1}$ ($d_w = 1{\cdot}210\ mm$).

Wassertiefe betrug etwa 5 *m*, die Breite des Flußschlauches 20 *m* und die Breite der Baugrube etwa 12 *m*. Als die Aushubarbeiten bis in eine Tiefe von 1 *m* unter Sohlenniveau fortgeschritten waren, gab der Unternehmer die Arbeit infolge der unerschwinglich hohen Wasserhaltungskosten auf. Der Wert der Durchlässigkeitsziffer belief sich etwa auf 0·6 $cm\,sec^{-1}$ und entsprach einem wirksamen Korndurchmesser von etwa 0·89 *cm*. Der Schotter war daher auch in diesem Fall noch weit davon entfernt, „offen", d. h. sandfrei zu sein.

Das gröbste Geschiebe ist in den Oberläufen der Flüsse anzutreffen. Doch lehrt die Erfahrung, daß die aus einem Haufwerk von Blöcken, Schutt und Silt bestehenden Talauffüllungen nur wenig wasserdurchlässig sind. Im Kalkgebirge vollzieht sich die Abdichtung der Talauffüllungen durch die Einschlämmung der aus dem krystallinen Gebirge oder aus den Lösungsrückständen des Kalkes stammenden feinen Dichtungsmateriales, wozu noch das von den Gletscherbächen mitgeführte Gesteinsmehl und die aus glacialen Schotterlagern in die Wasserläufe gelangenden Feinteile kommen. In ähnlicher Weise geht auch die Abdichtung der Schwemmkegel am Ausgang der Seitentäler vor sich. Nur der junge, grobblockige Schutt, der in den Hochtälern den Gehängefuß begleitet, besitzt eine größere Wasseraufnahmsfähigkeit.

Nach Max Singer[346]) sind die Auffüllungen der Täler der inneren Ostalpen nahezu wasserdicht. Dasselbe gilt von den Alluvionen der Ober- und Mittelläufe vieler Flüsse in den westlichen Vereinigten Staaten. In der grobblockigen, sand- und silthaltigen Talauffüllung des Rio Grande, Texas, konnte das in eine Baugrube mit einer Grundfläche von 1000 m^2 eindringende Wasser mit insgesammt drei Zentrifugalpumpen von 10″, 6″ und 4″ bewältigt werden. Ebenso einfach gestaltete sich die Wasserhaltung in der Baugrube des Arrowrockdammes in Idaho.

Daten, welche die Durchlässigkeit des Baugrundes betreffen, sollen stets von einer ausführlichen, nach Tabelle 52 verfaßten Beschreibung der vom Wasser durchströmten Bodenarten begleitet sein. Besonders wichtig sind die Verteilungskurve (Ergebnis der Siebanalyse), das Porenvolumen und die relative Dichte. In besonders bemerkenswerten Fällen empfiehlt es sich, die Durchlässigkeitsziffer der wichtigsten Bodenarten auch im Laboratorium zu bestimmen.

d) Der Bodenzudrang nach tiefen Baugruben. Über diesen Gegenstand ist noch sehr wenig bekannt, weil keiner von den veröffentlichten Berichten ausführliche Angaben über die Beschaffenheit und die relative Dichte des durchteuften Untergrundes enthält. Im 17. Abschnitt *a* wurde gezeigt, daß Sande und Schotter eine Umlagerung erfahren, sobald das Gefälle, mit dem das Grundwasser durch das Material nach oben strömt, den Wert von etwa 1·0 übersteigt. Bei der Entwässerung eines Schachtes strömt das Grundwasser in der Regel mit einem wesentlich größeren Gefälle durch die Schachtsohle. In dicht gelagerten Sanden und Schottern erzeugt diese Strömung zwar eine örtliche Umlagerung des im Sohlenbereich befindlichen Bodens, aber sie löst keine allgemeine Bodenbewegung aus, denn das durchströmte Material verspannt sich unterhalb des Brunnenkranzes.

Bei dem Vergleich zwischen dem Rauminhalt des Brunnens und jenem des ausgeschachteten Bodens hat man zu beachten, daß der Boden beim Aushub eine bedeutende Auflockerung erfährt. Das Porenvolumen des Fördergutes dürfte sich im Mittel auf 47% belaufen. Falls z. B. der Boden im gewachsenen Zustand ein Porenvolumen von 30% aufwies, so erfährt er bei der Ausschachtung einen Raumzuwachs um 32%. Vergegenwärtigt man sich obendrein die technischen Schwierigkeiten, die mit der Messung der ausgeschachteten Bodenmenge verbunden sind, so wird man die veröffentlichten Daten mit angemessener Reserve aufnehmen.

In locker gelagertem Boden kann das Wasserschöpfen in der Nachbarschaft des Schachtes eine allgemeine Bodenbewegung auslösen. Solche Bewegungen kommen

[346]) Über Flußregime und Talsperrenbau. Z. d. österr. Ing. u. Arch.-Ver., 1909, S. 803.

dadurch zustande, daß der Boden infolge mangelhafter innerer Verspannung in den steilwandigen (notgedrungenerweise unverpölzten) Pumpensumpf fortgesetzt nachrutscht, wobei der Strömungsdruck in Verbindung mit der Gleichgewichtsstörung schwimmsandähnliche Erscheinungen (Setzungsfließungen) herbeiführt. (Vgl. Absatz *f*. Die Schwimmsanderscheinung in grobkörnigen Massen). Beim Wasserschöpfen in feinkörnigem Material ist es obendrein unvermeidlich, daß der Saugstrom Sand aus dem Pumpensumpf nach oben reißt, ein Umstand, der das Nachsitzen des Bodens wesentlich fördert.

Beim Bau der Kaimauer in Delfzijl a. d. Ems[347]) wurde der weiche Schlick bis zu einer Tiefe von 7 *m* unter Pegel Null abgebaggert und durch eine Sandschüttung ersetzt. Diese Sandschichte wurde sodann mit offenen Caissons durchfahren, wobei das Innere der Brunnen durch Pumparbeit wasserfrei erhalten wurde. Der Rauminhalt des ausgeschachteten Materiales belief sich auf das 1·3- bis 2-fache des Rauminhaltes der Brunnen.

Beim Bau eines Trockendocks auf einer Elbeinsel bei Hamburg[348]) baggerte man zunächst die 79 *m* lange Baugrube aus. Dann rammte man mit großen Schwierigkeiten 1300 hölzerne Pfähle bis zu einer Tiefe von 3·8 bis 4·4 *m* in die Grubensohle. Als man nach beendigter Rammarbeit den Wasserspiegel in der Grube um 2·8 *m* senkte, hoben sich die Piloten, stiegen mit wachsender Geschwindigkeit empor, bis sie nur mehr 45 *cm* tief im Boden staken oder umfielen. Diese Erscheinung ist lediglich auf die im 17. Abschnitt erörterte, durch den aufsteigenden Grundwasserstrom bewirkte Umlagerung des Sohlenmateriales zurückzuführen; der an den Pfahlmänteln angreifende Reibungswiderstand wurde während der Umlagerung zu Null.

Ob und inwieweit eine allgemeine Bodenbewegung auch dann eintreten kann, wenn die Absenkung des Brunnens ohne Wasserhaltung stattfindet, kann derzeit noch nicht mit Sicherheit festgestellt werden.

Die Brunnen, auf denen die Landpfeiler der Weichselbrücke von Graudenz stehen[349]), wurden durch „leichten, wasserdurchzogenen Sand" abgesenkt. Bei der Absenkung baggerte man mit einem von Hand betriebenen Vertikalbagger eine kreisrunde Rinne, in deren äußeren Rand sich der Holzkranz gleichmäßig einsenkte. Bodenzudrang fand nicht statt. — Bei der Durchteufung einer Kiesablagerung der Elbeniederung (Strecke Berlin—Blankenheim) arbeitete man ebenfalls mit einem Vertikalbagger[350]). Der Rauminhalt des ausgeschachteten Materiales belief sich bei den großen Brunnen (ovaler Grundriß, 7·6 × 6·4) auf das 1·2- bis 1·3-fache und bei den kleinen Brunnen auf das 1·5-fache des Rauminhaltes der Brunnen. Der Bagger arbeitete in der Brunnenmitte. Der Kies war zweifellos nicht sehr dicht gelagert, denn in festgelagertem Kies versagt der handbetriebene Vertikalbagger. Die Differenz zwischen dem Rauminhalt der Brunnen und jenem der geförderten Bodenmengen muß jedoch nicht notwendigerweise von einer allgemeineren Bodenbewegung herrühren, denn sie läßt sich auch durch die bei der Absenkung eingetretene, rein örtliche Auflockerung des Bodens erklären. Wenn man einen Vertikalbagger in der Brunnenmitte arbeiten läßt, so befindet sich der Brunnenkranz stets in beträchtlicher Höhe über der Aushubsohle und der Boden erfährt daher nicht nur unter dem Brunnenkranz sondern auch jenseits desselben eine ausgiebige Auflockerung.

Die in den Beispielen mitgeteilten Ziffern geben zwar eine allgemeine Vorstellung von den Bodenbewegungen, die in der Nachbarschaft tiefer Baugruben auftreten können, aber der praktische Wert der Ziffern ist gering, weil weder die Kornzusammensetzung der durchteuften Schichten, noch die relative Dichte derselben bekannt ist.

---

[347]) Kaimauern für tiefgehende Schiffe auf Brunnen. Z. d. österr. Ing. u. Arch.-Ver., 1904, S. 39. Aus dem Wochenblatt „de Ingenieur", 1903, Nr. 26.

[348]) A. Fölsch, Eine Erfahrung bei Fundamentbauten im Triebsand. Z. d. österr. Ing. u. Arch.-Ver., 1867, S. 41.

[349]) Die Eisenbahnbrücke über die Weichsel bei Graudenz. Z. f. Bauw., 1882.

[350]) Die Bauausführungen auf der Eisenbahnstrecke Berlin-Blankenheim. Z. f. Bauw., 1883, S. 83.

Berichte über die bei der Absenkung offener Caissons gemachten Beobachtungen haben nur dann einen technisch-wissenschaftlichen Wert, wenn sie mindestens die Ergebnisse einer Siebanalyse und einer Bestimmung der relativen Dichte enthalten. Die Erforschung der physikalischen Seite der Erscheinung sollte gelegentlich zum Gegenstand experimenteller Untersuchungen gemacht werden.

e) Das Schwimmsandphänomen im Feinsand. Die im Absatz *d* behandelten, bei der Ausschachtung tiefer Baugruben auftretenden Bodenbewegungen lenken die Aufmerksamkeit auf das Gebiet der Bodenbeweglichkeit im allgemeinen.

Eine der bekanntesten Formen der Bodenbeweglichkeit besteht in der Schwimmsanderscheinung. Über die Ursachen und das Wesen der Schwimmsanderscheinung gehen die Meinungen auch heute noch recht weit auseinander. Dieser Umstand kommt insbesondere bei der Austragung von Rechtsstreitigkeiten zur Geltung, deren Gegenstand in den durch das Anschneiden von Schwimmsandablagerungen verursachten Mehrkosten der Aushub- und Fundierungsarbeiten besteht.

Bei einem vom Washingtoner Zivilgericht behandelten Streitfall waren die juridischen Beisitzer nicht in der Lage, einwandfrei zu entscheiden, ob der strittige Sand ein Schwimmsand sei oder nicht, weil die Ansichten der technischen Sachverständigen über das Wesen des Schwimmsandes grundsätzlich voneinander abwichen[351]). Die einen definierten den Schwimmsand als „äußerst feinen, sehr reinen Sand, der mit Wasser gesättigt oder übersättigt ist"[352]), die andern als „eine mit Wasser gesättigte Mischung von feinem Sand und Ton" und die dritten als „äußerst feinen, glimmerhaltigen, reinen oder tonigen Sand, dessen Porenwasser in Strömung begriffen ist".

Der typische Schwimmsand ist dadurch gekennzeichnet, daß er sich im Grundwasserbereich beim Anschneiden nicht wie eine den Gesetzen der Erddrucktheorie gehorchende, körnige Masse, sondern wie eine zähe, breiartige Flüssigkeit verhält.

Um die Eigenschaften des Schwimmsandes näher zu kennzeichnen, seien folgende, der periodischen Literatur entnommene Daten mitgeteilt:

East River-Tunnel, New York[353]). Schildvortrieb. Der Untergrund bestand aus Schwimmsand und war so beweglich (soft and week), daß man stets mit der Gefahr von Luftausbrüchen rechnen mußte. Der im Arbeitsraum herrschende Luftdruck wurde derart reguliert, daß er stets dem in halber Schildhöhe herrschenden Wasserdruck gleichkam. Unter dem Einfluß dieses Druckes war der Sand hinter der oberen Schildhälfte so zäh, daß er nur mit Mühe ausgestochen werden konnte und am Werkzeug klebte, während er in der unteren Hälfte des Tunnelquerschnittes die Konsistenz eines dünnflüssigen Breies aufwies.

Emmersberg-Tunnel bei Schaffhausen[354]). Durch Grundmoräne und Feinsandnester vorgetrieben. Der Sand war teils trocken, teils gesättigt. „Die Hauptschwierigkeit bestand darin, daß trotz sorgfältigster Getriebezimmerung und Dichtung bei fortschreitender Arbeit der Ausfluß des feinen Sandes mit dem Wasser nicht verhindert werden konnte." Das in den Tunnel strömende Wasser enthielt im Durchschnitt 33% Feinsand.

Kanalisation von Providence, Rhode Island[355]). Die zur Herstellung der Rohrleitungen ausgehobenen Schlitze hatten eine Weite von 3·6 bis 4·8 *m* und eine Tiefe von 6 bis 9 *m*. Der trockene Sand glich einem mehlartigen Pulver. Wenn man ihn mit Wasser aufschüttelte, so klärte sich das Wasser erst im Laufe mehrerer Stunden. In natürlich gelagertem, wassergesättigtem Zustand war er fest und setzte dem Eindringen von Pfählen

---

[351]) Quicksand. Eng. Rec., 1908, I., S. 766.

[352]) Man fragt sich unwillkürlich, worin denn der Unterschied zwischen einem gesättigten und einem übersättigten Sand besteht. Der Gebrauch von Ausdrücken, die entweder gar keine oder eine mehrfache physikalische Deutung zulassen, ist leider eine in der Erdbauliteratur recht verbreitete Gepflogenheit.

[353]) The East River Tunnel for the New York City Terminus of the Pennsylvania and Long Island Railroad. Eng. Rec. 1906, II.

[354]) Schweizer Bauztg. 1894 u. 1895.

[355]) R. L. Harris, A new process for dealing with quicksand. Eng. News 1892.

einen großen Widerstand entgegen. Unter der Einwirkung der beim Aushub, bei der Wasserhaltung und beim Pfahlrammen eintretenden Gleichgewichtsstörungen verwandelte er sich in einen dickflüssigen Brei und drang gletscherartig in die Baugrube ein. Aus der Stärke und der Ausladung der Bohlen, die durch den Seitendruck des Sandes abgebrochen wurden, kann man schließen, daß sich dieser Druck in einer Tiefe von 8 *m* unter der Bodenoberfläche auf das 0·25- bis 0·7-fache des in gleicher Tiefe herrschenden Bodendruckes belaufen habe. Die durch das Wasserschöpfen ausgelösten Bodenbewegungen erstreckten sich auf eine breite Zone. Innerhalb zweier Tage senkte sich der Untergrund einer in der Nachbarschaft des trockengelegten Schlitzabschnittes befindlichen Ziegeldeponie mit einem Grundriß von 45 auf 23 *m* um mehr als einen Meter und die Ziegel rutschten in den Schlitz.

Wangen a. d. Aare[356]) (Wasserkraftanlage). Beim Wehraushub schnitt man nach Durchfahrung einer 2 *m* dicken Geschiebeschicht eine tiefgründige Triebsandschicht an. Der Triebsand kam beim Rammen der Spundpfähle und der Tragpfähle in Bewegung.

Besswitz a. d. Wipper[357]) (Wasserkraftanlage). Der Untergrund des betonierten, 7 *m* hohen Staudammes bestand aus Flugsand, Feinsand und scharfem Sand. Die Sande setzten dem Eindringen von Pfählen einen großen Widerstand entgegen. Einen Monat nach erfolgter Inbetriebsetzung des Werkes ereignete sich am Staudamm ein Grundbruch. Eine Viertelstunde vorher hatte man im Oberwasserkanal einen Merkpfahl gerammt.

Kriegshafen a. d. Jade[358]). Der Sand (blauer Triebsand) war unter Wasser sehr fest, wurde aber „zum beweglichen Triebsand, wenn man durch Wasserschöpfen Quellen bildete".

Die eben beschriebenen Schwimmsande haben folgende Eigenschaften gemeinsam: Sie setzen dem Eindringen von Pfählen einen großen Widerstand entgegen, sind also im Zustand natürlicher Lagerung scheinbar sehr kompakt, und nehmen erst unter dem Einfluß der durch die Aushubarbeiten ausgelösten Gleichgewichtsstörungen den Charakter zäher Flüssigkeiten an. Dieses Verhalten der typischen Schwimmsande läßt sich zwanglos durch das Zusammenwirken zwischen der geringen Durchlässigkeit der feinkörnigen Sande und zwischen den bereits erörterten Eigenschaften der Sande im allgemeinen erklären.

Der klassische Versuch von O. Reynolds (S. 185) hat gezeigt, daß der Sand keiner kontinuierlichen Formänderung fähig ist; bei einer durchgreifenden Änderung der Kornanordnung nimmt zunächst das Porenvolumen des Sandes so lange zu, bis die Körner frei beweglich werden und wird dann wieder kleiner. Durch diese Eigenschaft unterscheidet sich der Sand grundsätzlich vom Ton (vgl. 22. Abschnitt *a*). Im stabilen Kornverband ist die Bewegungsfreiheit der Sandkörner sehr gering, wogegen eine Kornanordnung, bei der die Körner beweglich sind, nicht stabil ist. Es sei nun angenommen, daß eine im Grundwasserbereich befindliche Sandmasse ein Porenvolumen von 40% habe. Falls der Sand infolge einer örtlichen Gleichgewichtsstörung eine ausgiebige örtliche Formänderung erfährt, so vergrößert sich zunächst sein Porenvolumen von 40% auf mindestens 50%, wobei er wie ein sich ausdehnender Schwamm Wasser ansaugt. Erst dann, nachdem das Porenvolumen den für die Umlagerung erforderlichen Minimalwert von mehr als 50% erreicht hat, können die Körner wieder in stabile Lagen zurückkehren. Die Stabilisierung des Gefüges ist mit einer Verringerung des Porenvolumens verbunden. In grobkörnigem Material vollzieht sich der Stabilisierungsprozeß im allgemeinen innerhalb weniger Sekunden, denn der Widerstand gegen das Entweichen des überschüssigen Poren-

[356]) Broschüre der Felten u. Guilleaume-Werke A.-G., 1909. Nach A. Ludin, Die Wasserkräfte. Bd. I.

[357]) Druckschrift der A. E. G., Berlin.

[358]) Mitteilungen über den Kriegshafen a. d. Jade. D. Bauztg. 1869.

wassers ist geringfügig[359]). Im Feinsand und im Mo ist hingegen der Strömungswiderstand so ausgiebig, daß der Übergang des unstabilen Kornverbandes in den stabilen nur langsam erfolgen kann. Während dieses Überganges wirkt an Stelle der statischen Reibung die wesentlich kleinere hydrodynamische und das Sand-Wasser-Gemenge verhält sich wie ein Brei. Die Breibewegung sei als „Setzungsfließung" bezeichnet, weil sie eine Begleiterscheinung der nach erfolgter Auflockerung des Sandgefüges eintretenden Raumverminderung (Setzung) des Sandes darstellt (III. Abschnitt der Tabelle 56).

Läßt man in einem mit Wasser gefüllten Gefäß ein Glasplättchen zu Boden sinken, so beobachtet man, daß dieses Plättchen, in der Nachbarschaft des Gefäßbodens angelangt, zu gleiten beginnt und nur allmählig zur Ruhe kommt. Wie der Boden des Gefäßes und das Glasplättchen, so sind auch die Körner der sich setzenden Sandmasse vor erfolgtem Eintritt des Gleichgewichtes durch Schichten freien Wassers voneinander getrennt und der Sitz des Reibungswiderstandes ist lediglich innerhalb der Flüssigkeit.

Bemerkenswert ist die Langsamkeit, mit der eine durch Gleichgewichtsstörung in den Breizustand versetzte Sandmasse wieder zur Ruhe kommt. Die Ursache liegt in dem Umstand, daß der Sand während der Setzungsfließung durch den Strömungsdruck des Wassers mitgenommen wird. Die Relativgeschwindigkeit, mit der das Wasser den Sand durchströmt, ist trotz der beträchtlichen Strömungsgeschwindigkeit des Gemenges außerordentlich gering. Infolgedessen ist auch die Geschwindigkeit, mit der das Wasser den Sand verläßt, sehr klein und der Wassergehalt des Sandes sinkt nur langsam auf den Wassergehalt herunter, bei dem die Körner ihre freie Beweglichkeit einbüßen.

Die an Kanalböschungen bei rascher Spiegelsenkung auftretenden Schwimmsanderscheinungen sind vornehmlich auf die geringe Durchlässigkeit der Feinsande zurückzuführen. Je feiner der Sand, desto größer ist die Phasendifferenz zwischen der Senkung des offenen Wasserspiegels und der ihr entsprechenden Senkung des benachbarten Grundwasserspiegels. Mit der Phasendifferenz nimmt auch das Gefälle zu, mit dem das Grundwasser aus dem Boden durch die Böschung in den Kanal strömt. Die Böschung wird in der Höhe des abgesenkten Kanalwasserspiegels durch das mit großem Gefälle ausströmende Grundwasser unterspült; die oberhalb der Erosionsstelle befindliche Sandmasse erleidet eine Formänderung, wobei sie infolge der Zunahme des Porenvolumens schwammartig Wasser ansaugt und der Vorgang endet mit einer Setzungsfließung.

Die beiden Hauptursachen des Schwimmsandcharakters feinstkörniger Sande bestehen nach obigem in der geringen Durchlässigkeit dieser Sande und in der Unfähigkeit derbkörniger Aggregate, kontinuierliche Formänderungen zu erleiden. Zu diesen beiden Hauptursachen kommen noch zwei, das Auftreten der Schwimmsanderscheinung begünstigende Faktoren: Die geringe Sinkgeschwindigkeit der Teilchen und die Sperrigkeit der Lagerung feinstkörniger Sedimente.

Das Gefälle, mit dem das Wasser im Pumpensumpf aus dem Boden tritt, ist wesentlich größer als das kritische Gefälle i_1 (S. 129) und der Boden wird infolgedessen im Sohlenbereich umgelagert. Bei der Wasserhaltung in grobkörnigem Sand und im Schotter beschränkt sich die Wirkung der Umlagerung auf eine Lockerung der Sumpfsohle, denn das umgelagerte Material bleibt auf der Sohle liegen (Abschnitt *d*). Ein feiner Sand wird hingegen durch den Saugwasserstrom in die Pumpe gespült, der Boden drängt nach und die Bodenbewegung greift von der Sumpfsohle ausgehend immer

[359]) Die Richtigkeit dieser Behauptung ist allerdings an die Bedingung geknüpft, daß sich die Umlagerung der Körner in einem Bodenabschnitt mit verhältnismäßig bescheidenen Abmessungen vollzieht. Falls der Umlagerungsprozeß in allen Teilen eines ausgedehnten, grundwasserdurchströmten Geländeabschnittes zugleich einsetzt und bis in eine bedeutende Tiefe dieses Abschnittes reicht, so kann das überschüssige Porenwasser infolge der großen Länge des Sickerweges auch bei grobkörniger Beschaffenheit des Materiales nur langsam entweichen, womit eine der Bedingungen für das Zustandekommen schwimmsandähnlicher Erscheinungen erfüllt ist (vgl. Absatz *f*).

weiter um sich. Diese Erscheinung hat wiederholt großen Sachschaden angerichtet, läßt sich aber dadurch unterdrücken, daß man zwischen Brunnensohle und Saugkorb einen Filter einlegt.

Nach Formel 8 beläuft sich die Sinkgeschwindigkeit von Sandkörnern mit einem Durchmesser von d (cm) auf v ($cm\,sec^{-1}$) $= 8730\ d^2$. Wenn das Wasser das Saugrohr mit einer Geschwindigkeit von 1 m pro Sekunde durchströmt, so reißt es Sandkörner mit einem Durchmesser von $d < 1\ mm$ aus dem Sumpf nach oben. Infolgedessen empfiehlt es sich, sogar beim Anlegen von Pumpensümpfen in mittelkörnigem Sand die Sumpfsohle mit einem Grobsand- und Kiesfilter abzudecken.

Die Sperrigkeit der Lagerung feinstkörniger Sande ist eine indirekte Folge der Nullreibung. Die Nullreibung bewirkt nach Abschnitt 10, daß die feinkörnigen Sande als äußerst lockere, wenig stabile Aggregate abgesetzt werden und bei der auf die Sedimentierung folgenden Verdichtung des abgelagerten Materiales durch statischen Druck (Eigengewichtsverdichtung) nimmt zwar das Porenvolumen des Sedimentes ab, die Kornanordnung bleibt jedoch im großen ganzen unverändert (2. Abschnitt *a*). Infolgedessen ist auch die Struktur des verdichteten Sedimentes sperrig. Der große Widerstand, den der wasserdurchtränkte Feinsand dem Eindringen von Pfählen entgegensetzt, ist wohl in den meisten Fällen nicht auf die Dichte der Lagerung des Sandes, sondern auf den in minder durchlässigem Boden recht bedeutenden, zusätzlichen hydrodynamischen Spitzenwiderstand zurückzuführen (Tabelle 47, IV). Die Sperrigkeit der Lagerung verrät sich in der Neigung des Sandes, unter dem Einfluß von Erschütterungen sein Porenvolumen zu verringern und die Abnahme des Porenvolumens löst bei geringer Durchlässigkeit des Bodens eine Setzungsfließung aus.

Bringt man eine mit Wasser angemachte Probe eines feinen Quarzpulvers (groben oder feinen Mo) in eine Porzellanschale und erschüttert die Schale, so fließt das Pulver wie ein zäher Brei, wobei die Oberfläche der Sandmasse glänzend wird (Schwitzen des Sandes infolge Wasseraustrittes). Sobald man das Rütteln einstellt, hört auch die Breibewegung auf und die Masse erscheint wie steifgefroren.

f) Die Schwimmsanderscheinungen in grobkörnigen Massen und die Muren. Die im Absatz *e* aufgezählten Tatsachen ließen bereits erkennen, daß die in der Schwimmsanderscheinung sich äußernde Art der Bodenbeweglichkeit keineswegs die Eigenschaft einer bestimmten Sandsorte darstellt, sondern in allen Sandarten auftreten kann, soferne bestimmte Bedingungen erfüllt sind. Die Körner des Aggregates müssen vorwiegend derb (nicht schuppenförmig) sein. Das im Fall einer spontanen Abnahme des Porenvolumens überschüssig werdende Porenwasser darf nicht rasch aus dem Sand entweichen können (geringe Durchlässigkeit des Sandes oder langer Sickerweg) und das Grundwasser muß die Sandmasse mit so starkem Gefälle durchströmen, daß der Strömungsdruck hinreicht, um die Sandmasse bei vorübergehender Ausschaltung der statischen Reibung mitzunehmen. In feinstkörnigen, gesättigten Sanden sind die ersten zwei Bedingungen immer erfüllt (Schwimmsande). Falls dies jedoch ausnahmsweise auch für eine grundwasserdurchströmte, grobkörnige Masse zutrifft, so treten in der grobkörnigen Masse ebenfalls schwimmsandartige Erscheinungen auf. Solche Erscheinungen sind zu gewärtigen

(*A*) wenn eine vom Grundwasser durchströmte, an ein offenes Wasserbecken grenzende Sandmasse derart locker gelagert ist, daß eine örtliche Gleichgewichtsstörung eine spontane und tiefgreifende Setzung hervorrufen kann (Sandfälle), und

(*B*) wenn eine Sand- oder Blockanhäufung während einer durchgreifenden Umlagerung ausgiebig durch Grund- oder durch Oberflächenwasser gespeist wird (Muren).

A) Sandfälle. Besonders typische Sandfälle ereignen sich von Zeit zu Zeit an der Küste von Zeeland, Holland, unweit der Scheldemündung. Im gefährdeten Küstenabschnitt besteht der Untergrund aus einer Schicht diluvialen Sandes, deren

Dicke von 20 *m* im Süden auf 40 *m* im Norden zunimmt. Die Sandkörner sind farblos, abgerundet und haben einen Durchmesser von 0·25 bis 0·75 *mm*. Der Sand ist demnach mittel- bis grobkörnig (Bezeichnungsweise Fig. 1). Die geologischen Untersuchungen haben gezeigt, daß der gefährliche Sand ursprünglich in einem weiter südlich gelegenen Seebecken abgesetzt wurde. Im Laufe des Diluviums stieg der Spiegel des Seebeckens bis an die Wasserscheide empor, durchschnitt dieselbe und das durch die Erosionsrinne abströmende Wasser spülte den Sand in das Meer. Im geologischen Bericht wird hervorgehoben, daß sich das Ereignis mit katastrophaler Geschwindigkeit vollzogen habe, denn die Fossile sind entweder zerquetscht oder zerbrochen [360]). Die Sandfälle werden durch ein dumpfes, donnerartiges Geräusch eingeleitet. Sodann schießt der Sand mit großer Geschwindigkeit in nahezu wagrechter Richtung seewärts. Fig. 61 zeigt einen Längenschnitt durch einen Sandfall, der sich am Noord-Beveland Polder ereignet hat. Bemerkenswert ist die geringe Neigung, welche die Küste sogar vor dem Sandfall aufgewiesen hat. Dieses Merkmal haben fast alle Sandfallschauplätze von Zeeland gemeinsam. Die gewaltigste Katastrophe ereignete sich im Jahre 1874 unweit von Borssele, wobei 1,600.000 m^3 Sand in Bewegung kamen. In den Berichten wird erwähnt, daß sich die Sandfälle stets bei Ebbe, u. zw. zumeist nach besonders hoher Flut ereignen. Diese Tatsache bildet den Schlüssel zum Verständnis der Erscheinungen. Ein unstabil gelagerter Sand kann mit einem System von Gewölben verglichen werden, die sich gegeneinander abstützen. Entfernt man aus einem der Gewölbe den Schlußstein, so brechen auch

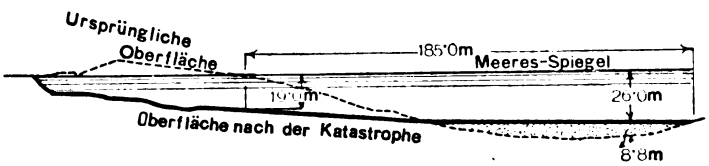


Fig. 61. Nach Fr. Müller, Das Wasserwesen der Provinz Zeeland.

die andern zusammen. Aus diesem Grund kann eine örtliche Störung im locker gelagerten Sand eine weit um sich greifende Setzung auslösen. In den sandigen Küstenstrichen Hollands wurden spontane Setzungen von 21 *cm* beobachtet (vgl. S. 247). Die örtlichen Gleichgewichtsstörungen werden an der Küste von Zeeland durch die Erosion der Küstenströmungen verursacht. Die unstabile Lagerung des Sandes ist auf die geologische Vorgeschichte des Sandlagers zurückzuführen und der für das Zustandekommen der Setzungsfließung erforderliche Widerstand gegen rasches Entweichen des Porenwassers wurde durch den Umstand hervorgerufen, daß sich die verhängnisvollen Setzungen über einen ausgedehnten Terrainabschnitt erstreckten.

Wie auf S. 347 erwähnt wurde, kann man die Setzungsfließung im Laboratorium durch das Einrütteln einer gesättigten Bodenprobe demonstrieren. Der Durchmesser des Bodenkuchens sei D_0, der Durchmesser der Bodenkörner d_0 und der Zeitraum, über den sich die Setzungsfließung erstreckt, sei t. Vergrößert man den Maßstab des Sandkuchens im Verhältnis $n:1$ und verfährt mit dem vergrößerten Kuchen in derselben Weise, wie vorher mit dem kleinen, so beläuft sich die Dauer der Setzungsfließung auf $n\,t$. Um diese Dauer auf t zu reduzieren, muß man den Durchmesser der Sandkörner bei unveränderter Struktur des Sandes und bei unveränderten Gefällsverhältnissen im Verhältnis $\sqrt{n}:1$ vergrößern. Nun tritt die Schwimmsanderscheinung bereits an einem aus Mo ($d_0 = 0{\cdot}005\,cm$) bestehenden Kuchen mit einem Durchmesser von 5 *cm* sehr typisch auf. Vergrößert man den Durchmesser des Kuchens von 5 auf $100 \times 5 = 500\,cm$ und den Korndurchmesser von 0·005 *cm* auf $\sqrt{100} \times 0{\cdot}005\,cm = 0{\cdot}05\,cm$ (Grobsand), so würde der Grobsandkuchen in wassergesättigtem Zustand unter dem Einfluß anhaltender Erschütterungen einen

[360]) Fr. Müller, Das Wasserwesen der Provinz Zeeland. Berlin 1898, W. Ernst.

Schwimmsandcharakter von derselben Intensität aufweisen, wie der Mo-Kuchen. Intensität und Verlauf der Setzungsfließungen hängen daher in hohem Maß von den Abmessungen des Terrainabschnittes ab, dessen Untergrund von der spontanen Setzung betroffen wurde.

Falls sich die durch örtliche Gleichgewichtsstörung (Küstenerosion) ausgelöste Setzung des Zeelandschen Diluvialsandes bei wagrechtem oder bei landeinwärts geneigtem Grundwasserspiegel vollzieht, so tritt zwar bei der Umlagerung die das Schwimmsandphänomen kennzeichnende Verminderung des inneren Reibungswiderstandes auf; die Fließung unterbleibt jedoch, weil der seewärtsgerichtete Strömungsdruck fehlt und ein Beobachter würde die Setzung kaum wahrnehmen. Wenn hingegen das Wasser mit nennenswerter Geschwindigkeit meerwärts strömt (Grundwasserströmung beim Absinken des Meeresspiegels nach einer hohen Flut), so wird die Sandmasse im Augenblick der Umlagerung durch den vom strömenden Grundwasser ausgeübten, nach der Küste drängenden Strömungsdruck in Bewegung gesetzt und meerwärts geschleudert.

Der Verlauf der Sandfälle ließ erkennen, daß die Katastrophen durch eine im Küstenbereich auftretende Setzung der Sandmasse eingeleitet und durch die im Augenblick der Setzung stattfindende Ausschaltung der statischen Reibung herbeigeführt werden. Um die Sandfälle im weiteren Bereich eines Bauobjektes zu verhindern, müßte man entweder die Struktur des Sandes in der Umgebung des gefährdeten Objektes durch künstliche Erschütterungen (etwa durch Sprengwirkung) stabilisieren oder durch tiefreichende, gerammte Pfähle die Kontinuität der Sandmasse aufheben.

B) Muren (Murgänge). Nach heftigen Regengüssen oder zur Zeit der Schneeschmelze setzt sich im Einzugsgebiet eines Gebirgsbaches eine Schutthalde in Bewegung und wälzt sich „als zähflüssige Masse, aus Wasser, Erde, Sand, Schotter, Blöcken und Holz in buntem Durcheinander bestehend, einem Lavastrom gleich, zu Tale“[361]). Die Beweglichkeit der Masse wird auf die schmierende Wirkung des Wassers zurückgeführt. Es sei jedoch neuerdings betont, daß man das Wasser als Antischmiermittel, d. h. als reibungserhöhende Flüssigkeit bezeichnen muß (9. Abschnitt *a* und Tabelle 17). Wenn sich daher in einer wasserdurchtränkten, losen Masse lebhaftere Bewegungserscheinungen einstellen, als dies unter sonst gleichen Verhältnissen in wasserfreiem Material der Fall wäre, so kann die Ursache der Bewegung nur in einer spontanen Setzung gesucht werden; die Rolle, die das Wasser bei dem Bewegungsvorgang spielt, ist nicht auf die (nicht existierende) schmierende Wirkung der Flüssigkeit, sondern auf den bei der Setzung in der Flüssigkeit auftretenden hydrostatischen Überdruck zurückzuführen.

Der Ausdruck „spontane Setzung“ kennzeichnet die Tendenz der Massenelemente, aus einem unstabilen Verband in einen stabileren überzugehen. Bei Stinys Feilenbrüchen entsteht der unstabile Verband dadurch, daß ein Hochwasser im Bett eines Wildbaches den Sand und den Kies zwischen den Felsblöcken hervorspült und die Blöcke notdürftig gegeneinander abgestützt stehen läßt. Bei den Uferbrüchen tritt hingegen die spontane Setzung als Folgeerscheinung einer vorhergegangenen Gefügezerrüttung auf. Der Fuß des aus einem Haufwerk von Schutt und Felsblöcken bestehenden Uferhanges wird unterspült; die Masse gerät in Bewegung und bricht in die Erosionsrinne ein. Falls die Hohlräume der Masse wasserfrei sind, kommt die Bewegung schon im Gerinne zum Stillstand. Wenn hingegen die Hohlräume mit Wasser gefüllt sind und infolge reichlichen Wasserzutrittes auch im Anfangsstadium des Bewegungsvorganges (allmähliche Lockerung des Gefüges) mit Wasser gefüllt bleiben, so hat die nachfolgende Tendenz zur Stabilisierung dieselbe mechanische Wirkung wie die plötzliche Setzung der Diluvialsande des Zeelandschen Küstengebietes. Sie löst eine Setzungsfließung aus. Stiny sagt auf Grund seiner Erfahrungen[362]): „Typisch für herannahende Muren ist bloß das teilweise oder

[361]) J. Stiny, Die Muren. Innsbruck 1910.
[362]) Die Muren. S. 55.

gänzliche Versiegen des Wassers im Gerinne; tritt nämlich unter sonst die Murenbildung begünstigenden Umständen (und bei Vorhandensein von vorgenannten mehrdeutigen Anzeichen) eine deutlich wahrnehmbare Verminderung der Wasserführung ein, dann läßt das Erscheinen einer Mure mit unfehlbarer Sicherheit nicht mehr lange auf sich warten." Die Verminderung der Wasserführung ist dahin zu deuten, daß die in Auflockerung begriffene Schuttmasse das vom Gehänge strömende Wasser in sich saugt wie ein sich ausdehnender Schwamm und die auf den Ausdehnungsprozeß folgende Setzung löst die Katastrophe aus.

Nachdem beim Zustandekommen eines Murganges zwei voneinander unabhängige Faktoren, die Massenbewegung und ein reichlicher Wasserzufluß zusammenwirken müssen, könnte man vielleicht in manchen Fällen den Murgängen dadurch vorbeugen, daß man die murverdächtigen, steilgeböschten Schuttmassen in der trockenen Jahreszeit durch Abgrabung oder durch Sprengwirkung zum Absitzen bringt und dadurch in eine stabilere Lage überführt.

g) Die geologischen Vorbedingungen der Schwimmsanderscheinung und der Setzungsfließungen. Echte Schwimmsande sind nur in solchen Gebieten zu befürchten, in denen Sande mit einer Korngröße von weniger als 0·1 *mm* (Mo und Schluff) auftreten. In der Natur scheint es bloß zwei Vorgänge zu geben, welche zu einer Anhäufung derbkörniger Mo- und Schluffmassen führen: Die Sichtung der Grundmoränen durch Gletscherwasser und die Aufbereitung sandiger Verwitterungsprodukte durch Windwirkung. Die typischen Schwimmsande sind daher auf das Verbreitungsgebiet der diluvialen Eiskappen, auf die Steppen und auf die Randgebiete der Wüsten beschränkt.

Die meisten Schwimmsande Deutschlands und der Schweiz sind entweder in Moränenbildungen eingekapselt oder in den Alluvionen der eiszeitlichen Urstromtäler eingelagert. Sie sind vorwiegend glacialen Ursprunges. Dasselbe gilt von den meisten Schwimmsanden der Vereinigten Staaten (East River-Tunnel, südlicher Teil von Manhattan Island, New York; Kanalisation von Providence, Rhode Island; vgl. S. 344). Die Schwimmsande der ungarischen Tiefebene sind hingegen mit dem Sumpflöß verwandt und scheinen durch den Wind zusammengeweht worden zu sein. Ein vom Verfasser untersuchter, bösartiger Schwimmsand von Kenesse am Balaton-See hat folgende Kornzusammensetzung: 0·2% mit einem Korndurchmesser von 0·38 bis 0·28 *mm*, 13·5% mit 0·28 bis 0·18 *mm*, 25·5% mit 0·18 bis 0·115 *mm*, 40·0% mit 0·115 bis 0·07 *mm* und 20·0% $<$ 0·07 *mm*. Ziemlich glimmerreich. Wirksamer Korndurchmesser 0·05 *mm*. Das Material ist demnach als Mo zu bezeichnen. Seine Verteilungskurve ist wesentlich flacher als jene der Dünensande und hat ungefähr den Verlauf der Verteilungskurve *e*, Fig. 1, des Terrassenlösses von Virginia City, Ill.

Mittel- und grobkörnige Sande sind nur dann beweglich, wenn sie rasch deponiert werden und infolgedessen sehr locker gelagert sind. In Seebecken erfolgt die Sedimentierung der Sande zumeist so langsam, daß die dichten, stabilen Strukturformen vorwalten (vgl. S. 11). In Flachlandströmen, die bedeutende Hochwässer führen, wird das Strombett zurzeit des Hochwassers bis zu einer Tiefe von mehreren Metern unter Mittelwassersohle aufgepflügt und die von den Fluten in Schwebe mitgerissene Sandmasse setzt sich beim Abflauen des Hochwassers so rasch, daß der Sand seiner relativen Dichte nach als locker bezeichnet werden muß.

Im Unterlauf des Colorado-Stromes (Baustelle des Yuma-Syphones, Yuma, Arizona) befindet sich die Hochwassersohle in einer Tiefe von etwa 10 *m* unter der Niedrigwassersohle[363]). — Im Unterlauf des Rio-Grande, Texas, konnte man Holzpfähle ohne Wasserspülung bis zu einer Tiefe von 15 *m* in den aus Sand bestehenden Untergrund rammen. Bei halbwegs dichter Lagerung des Sandes wäre dies nach Fig. 51 *a* unmöglich.

[363]) F. Sellew, The Colorado Syphon at Yuma, Arizona. Eng. News 1912, II. S. 377.

Die Beweglichkeit der Diluvialsande der Küste von Zeeland ist, wie schon erwähnt wurde, auf eine geologische Katastrophe (rasche Entleerung und Absetzung des Sandinhaltes eines Seebeckens) zurückzuführen. Unter sonst gleichen Verhältnissen scheinen Sande mit glatten, abgerundeten Körnern stärker zu Setzungsfließungen zu neigen als Sande mit rauhen, eckigen Körnern.

Die meisten beim Aushub des Kaiser Wilhelm-Kanales niedergegangenen Sandfälle ereigneten sich in Sanden mit rundlichen Körnern[364]) (z. B. Trockeneinschnitt Baulos Nr. 5: Kornzusammensetzung 44% mit einem Korndurchmesser von 1·0 bis 0·5 *mm*, 28% mit 0·5 bis 0·3 *mm*, 25% mit 0·3 bis 0·22 *mm*; weißliche, abgerundete Quarzkörner und 1% Ton).

Die Schottergeschiebe der Flußalluvionen liegen in der Regel dachziegelartig übereinander und sind infolgedessen sehr stabil gelagert. Unstabil gelagerte Schottermassen können in der Natur höchstens dadurch zustande kommen, daß der Schotter beim raschen Abflauen eines schotterführenden, katastrophalen Hochwassers mit abnormaler Geschwindigkeit abgesetzt wird oder dadurch, daß die in den Hohlräumen einer ursprünglich dichtgelagerten Schottermasse befindlichen Feinteile im Laufe der Zeit vom Wasser entführt werden (Ausräumung der Poren durch Erosion, wie dies bei den Feilbrüchen der Fall ist) oder, im Kalkschotter, durch Auflösung der Feinteile.

Daubrée fand im Rheintal einen „sperrig" gelagerten Schotter, dessen Porenvolumen durch Einrütteln bedeutend reduziert werden konnte. — In Wien schnitt man bei einer Aushubarbeit an der Ecke Berg- und Wasagasse[365]) einen sandfreien, rolligen Schotter an. Die Schotterschichte war derart beweglich, daß man einen Teil der Pölzung in der Baugrube lassen mußte. — Auch bei Tunnelbauten werden zuweilen rollige, druckhafte Kies- und Schottermassen angefahren. Beim Bau eines Sammelkanales in der Johannisstraße in Köln geriet man in eine aus Flußsand und -kies (feines Korn bis Eigröße, auch gröbere Geschiebe enthaltend) bestehende, bewegliche Schicht[366]). Das Material erwies sich als derart rollig, daß man mit Getriebezimmerung arbeiten und den Einbau, Pfähle inbegriffen, im Boden lassen mußte.

Schuttmuren können überall auftreten, wo die topographischen Verhältnisse die Ansammlung von Schuttmassen an Gehängen oder in stark geneigten Rinnen gestatten. Am stärksten dürfte der Schieferschutt zur Murenbildung neigen, weil dieser Schutt infolge seines hohen Gehaltes an Feinteilen wesentlich weniger wasserdurchlässig ist, als der Kalkschutt[367]). Geringe Durchlässigkeit begünstigt die Verwandlung des Schuttes in Brei. Auch der Schutt von eruptiven Massengesteinen ist murganggefährlich.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die in Mo- und in Schluffablagerungen auftretenden Schwimmsanderscheinungen ihrem Wesen nach mit den Sandfällen und mit den Murgängen identisch und ebenso wie diese als Setzungsfließungen zu bezeichnen sind. Der Unterschied zwischen dem typischen Schwimmsand, dem sperrig gelagerten Grobsand und dem beweglichen Schutt besteht lediglich darin, daß die Setzungsfließung im gesättigten Mo und im derbkörnigen Schluff infolge der geringen Durchlässigkeit dieser Materialien und der kleinen Sinkgeschwindigkeit ihrer Teilchen unter allen Umständen auftritt, während sie sich im grobkörnigen Material nur unter gewissen Bedingungen einstellt. Die Bedingungen sind: Sperrige Lagerung (geringe relative Dichte), hohe Geschwindigkeit des Grundwasserstromes, spontane Setzung

[364]) Fülscher, Der Bau des Kaiser Wilhelm-Kanales. Z. f. Bauw. 1897.

[365]) F. Dehme, Über die Fundierungsverhältnisse in Wien. Z. d. österr. Ing. u. Arch.-Ver., 1899, S. 393.

[366]) Ausführung eines Sammelkanales in der Johannisstraße in Köln. Centralbl. d. Bauverw. 1893, S. 365.

[367]) Dr. G. A. Koch (Über Murbrüche in Tirol. Jahrb. d. k. k. österr. geolog. Reichsanst., 1875) meinte sogar, daß die Muren lediglich im Schiefergebirge vorkommen.

und Raum zum seitlichen Ausbrechen, oder steile Böschung, reichlicher Wasserzufluß und spontane Umlagerung.

Dieser Sachverhalt weist den Weg, den man bei der Beschreibung von Schwimmsandkatastrophen und bei der Begutachtung der Größe der Gefahr einer Setzungsfließung einzuschlagen hat. Für die Beurteilung der Gefährlichkeit eines typischen Schwimmsandes ist vornehmlich das Ergebnis der Siebanalyse maßgebend.

Wie gering man bisher die Bedeutung der Siebanalyse eingeschätzt hat, geht aus der Tatsache hervor, daß beinahe keiner von den über Schwimmsandkatastrophen veröffentlichten Berichten eine Angabe über die Kornzusammensetzung des beweglichen Materiales enthält.

Die Beweglichkeit einer grobkörnigen Masse ist hingegen eine Funktion der hydrographischen und topographischen Verhältnisse und der relativen Dichte. Die relative Dichte kann nur durch einen Vergleich zwischen der Porenziffer des natürlich gelagerten Materiales und den Porenziffern ermittelt werden, welche die Grenzzustände äußerst lockerer und äußerst dichter Lagerung kennzeichnen (Formel 5). Anhaltspunkte für die näherungsweise Beurteilung der relativen Dichte liefern die Ergebnisse einer Probebelastung (Größe der Bettungsziffer, Formel 175) und die Ergebnisse der beim Rammen eines Probepfahles gemachten Beobachtungen (Größe des dynamischen Eindringungswiderstandes und Werte der Quotienten ξ, Formel 227). Berichte über Setzungsfließungen katastrophalen Umfanges haben nur dann einen technisch-wissenschaftlichen Wert, wenn sie nebst einer nach Tabelle 52 verfaßten Beschreibung des ausgeflossenen Materiales auch eine ausführliche Darlegung der topographischen und hydrographischen Ortsverhältnisse enthalten.

h) Einschnittsrutschungen im Lehm und Ton. Am häufigsten und am verheerendsten stellen sich Einschnittsrutschungen bei Aushubarbeiten in Lehm- und Tongebieten ein. Die Ansichten über die Ursachen und das Wesen der Lehm- und Tonschlipfe sind noch recht ungeklärt.

So behauptet z. B. Newman, je durchlässiger ein Ton ist[367]), desto rutschgefährlicher sei er. Der Ton ist nach Fig. 22 im Vergleich zu den Sanden sogar in weichplastischem Zustand nahezu wasserdurchlässig. Falls sich eine tonreiche Bodenschicht beim Anschneiden als wasserführend erweist, d. h. eine meßbare Wassermenge in den Einschnitt entläßt, so muß sie entweder gekrümelt oder innerlich zerklüftet, jedenfalls aber hochgradig unhomogen sein.

In einer Beschreibung der Einschnittsrutschungen, die beim Bau der Bodensee-Toggenburgbahn niedergegangen sind[368]), wird ein „poröser, toniger Boden" erwähnt, aus dem die Tagwässer nach einem Bergbach flossen. Dieser Boden muß entweder eine lößartige Struktur (vgl. Fußnote 197, S. 215) besessen oder Sandschmitzen enthalten haben.

Newman erwähnt ferner, der Londoner Ton weise im natürlichen Zustand einen Wassergehalt von 10% auf. Abgesehen davon, daß man von einem „natürlichen Wassergehalt" des Tones nicht sprechen kann, besagt eine Wassergehaltsziffer gar nichts, wenn man weder die Konsistenzgrenzen des Tones angibt noch den Leser darüber aufklärt, ob der Ton „im natürlichen Zustand" nebst den zehn Gewichtsprozenten Wassers auch noch Luft enthalten habe oder nicht.

Die Gleitzonen werden in den meisten Rutschungsberichten als wasserführend bezeichnet. Die Wasserführung stellt jedoch nicht, wie die meisten Berichterstatter annehmen, die Ursache, sondern eine Folgeerscheinung der Gleitung dar. Die Gleitzone bildet die Grenze zwischen der zerklüfteten Rutschmasse und dem unversehrt gebliebenen Teil des Untergrundes (22. Abschnitt *e*). Infolgedessen kommt das in den Spalten der Rutschmasse aufgespeicherte Wasser auf der Gleitfläche zum Abfluß. Auch verwechselt man häufig die im Ton herrschende, innere Reibung mit

[367]) Newman, Earthworkslips and Subsidences. London 1890.
[368]) Bau der Bodensee-Toggenburg-Bahn. Schweizer Bauztg. 1912, II. S. 159.

der im Augenblick der Rutschung an die Stelle der statischen Reibung tretenden hydrodynamischen.

Ballif schloß aus der Lage der bei einem Dammrutsch an der Salzburg-Tiroler Bahn[369]) gebildeten Gleitfläche, daß sich die Ziffer der Reibung von Lehm auf Tegel auf 0·07 belaufe, wobei er annahm, der Tegel sei vor Eintritt der Rutschung durch Berührung mit Wasser in einen „schmierigen, seifigen Zustand" gekommen. Die Versuche des Verfassers haben gezeigt, daß sich sogar die Ziffer der statischen, inneren Reibung reinen Kolloidschlammes auf 0·23 beläuft (vgl. Tabelle 18). Die Flachheit der Neigung der von Ballif begutachteten Gleitfläche beweist lediglich, daß im Augenblick der Rutschung nicht die statische, sondern die hydrodynamische Reibung wirksam war und die Ziffer der letzteren kann je nach der Größe des im Porenwasser der Gleitschmitze herrschenden mittleren hydrostatischen Überdruckes alle Werte von 0 bis 0·23 und mehr annehmen.

Es wurde auch wiederholt behauptet, daß die durch das Anschneiden des Geländes bewirkte Beschleunigung der Wasserversetzung zu einer Aufweichung des Tones führen soll. Eine systematisch angelegte Drainage bewirkt ebenfalls eine Beschleunigung der Wasserversetzung, führt jedoch nicht eine Erweichung, sondern eine Verfestigung des drainierten Geländeabschnittes herbei. Der angebliche ursächliche Zusammenhang zwischen Entwässerung und Aufweichung kann daher nicht bestehen. Die Erweichung der angeschnittenen, von Wasseradern durchzogenen Tonmassen scheint vielmehr eine indirekte Folge der durch den Aushub geschaffenen Möglichkeit des seitlichen Aufschwellens des Tones darzustellen. Das Schwellen führt zur Rißbildung, die Rißbildung zur Bildung von Wassersäcken (vgl. Fig. 36) und letztere zu einer immer weiter fortschreitenden Zerklüftung des Geländes.

Nach Newman sind kalkreiche Tonböden rutschgefährlicher als kalkarme. Der Verfasser hat gegenteilige Erfahrungen gemacht. Der Kalk kann daher entweder rutschungsfördernd oder stabilisierend wirken, wohl je nach der Form, in der er im Boden auftritt.

Die aufgezählten, der Erdrutschliteratur entstammenden Beispiele lassen erkennen, daß man dem Lehm und dem Ton vielfach physikalische Eigenschaften zuschreibt, die er unmöglich besitzen kann. Unsere Einsicht in die Mechanik der Bodenbewegungen kann nur dann eine Förderung erfahren, wenn sich die Beobachter bemühen, bei der Deutung der beobachteten Erscheinungen ihre Theorien mit den Ergebnissen der bodenphysikalischen Forschung in Einklang zu bringen. Hiebei haben sie besonders auf die Rolle zu achten, welche die hydrodynamischen Spannungserscheinungen beim Zustandekommen der Massenbewegungen spielen, denn die spontane, gänzliche oder teilweise Ausschaltung des im Geländeinnern wirksamen statischen Reibungswiderstandes ist in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle lediglich eine Folge dieser Spannungen. Obendrein müssen sie es bei der Beschreibung beobachteter Bodenbewegungen grundsätzlich unterlassen, Ausdrücke zu verwenden, deren physikalische Bedeutung nicht eindeutig bestimmt ist.

Es kommt häufig vor, daß sich eine Bodensorte von bestimmter Beschaffenheit in einem Geländeabschnitt als recht stabil erweist, während sie in einem andern, scheinbar ähnlich beschaffenen Abschnitt nach erfolgtem Anschneiden in Bewegung gerät. Dieser Umstand läßt vermuten, daß der Grad der Neigung einer Bodenmasse zum Ausfließen nicht bloß von der Bodenbeschaffenheit und der Geländeform, sondern auch von einem dritten, weniger sinnfälligen Faktor abhängen dürfte. Dieser dritte Faktor besteht nach der Ansicht des Verfassers in Initial- oder Anfangsspannungen, die bereits vor dem Anschneiden im Boden herrschen und die je nach der Örtlichkeit sehr verschieden sein können. Wenn eine ursprünglich zusammenhängende Tonmasse durch Erosion in Hügel zerschnitten wird, so ändert sich ihr Wassergehalt infolge der Änderung der im Boden herrschenden Druck-, Temperatur- und Durchfeuchtungs-

[369]) Ein Versuch zur Bestimmung des Reibungskoeffizienten von Lehm auf Tegelschichten. Wochenschr. d. österr. Ing. u. Arch.-Ver., 1876, S. 289.

verhältnisse und die Änderung des Wassergehaltes bewirkt im Ton Spannungen, die sich mit den beim Erkalten eines unregelmäßig geformten Gußstückes auftretenden Gußspannungen vergleichen lassen. Wo diese Spannungen am stärksten sind, ist auch die Neigung zur Rißbildung am größten und mit der Rißbildung ist der erste Anstoß zur Bodenbewegung gegeben.

Zu diesem, in der geologischen Vorgeschichte der Geländeform begründeten Faktor kommen auch noch die mit dem Ort mehr oder weniger veränderlichen klimatischen Einflüsse hinzu. Die in der Rutschungsliteratur niedergelegten Erfahrungen lassen folgende Gesetzmäßigkeiten erkennen:

Rutschungen erfolgen zumeist in der feuchten Jahreszeit, nach heftigen Regengüssen, manchmal erst mehrere Jahre nach beendigtem Aushub des Einschnittes. Diese Tatsache steht mit der im 22. Abschnitt *e* dargelegten Ansicht im Einklang, daß sich die Rutschung bindiger Bodenmassen durch Zerklüftung (Morschwerden) des Geländes vorbereitet. (Berstungsfliessungen.) Die Zerklüftung äußert sich in der wiederholt beobachteten Erscheinung, daß rutschgefährliche Einschnitte fast immer wasserführend sind. In einer unzerklüfteten, homogenen Tonmasse können keine Wasseradern zustandekommen.

In dem von G. Gerstel[370]) eingehend beschriebenen, beim Bau der ungarischen Ostbahn in Bewegung geratenen Rutschgelände (Linie Schäßburg-Kronstadt) bestand die bewegliche Bodenart aus einem gelben Lehm. „Trotzdem der gelbe Lehm wasserundurchlässig ist, finden sich bei Aufschließung nur selten bedeutendere, trockene Stellen darinnen; teils fühlt sich der Lehm weich und plastisch an, teils enthält er das Wasser in feinen Tropfen, in ausgebildeten Wasseradern, Wassersäcken oder in permanent oder längere Zeit fließenden Quellen." Das Wasser kann nach der Ansicht Gerstels bloß durch die zwei bis drei Meter tiefen Trockenrisse in das Innere der Lehmmasse gelangt sein. Der Verfasser hat beim Studium der Baubeschreibung den Eindruck gewonnen, daß die beweglichen Böden Rutschmassen darstellten, die bereits in geologischer Vergangenheit nach erfolgter Unterschneidung des Gehängefußes durch Flußerosion zum Absitzen gebracht und hiebei durchbewegt worden sind.

Auch bei der Projektierung von Drainageanlagen muß man die Durchlässigkeits- und die Klüftungsverhältnisse des zu entwässernden Geländeabschnittes in Erwägung ziehen. In einer homogenen Ton- oder Lehmmasse kann die Anlage von Entwässerungsstollen und -schlitzen bei der außerordentlichen Langsamkeit der Wasserzirkulation höchstens durch Vergrößerung der Verdunstungsoberfläche austrocknend wirken. Infolgedessen sind die Versuche, Überlastungsfließungen oder Ausquetschungen (Bodenversetzungen ohne vorhergegangene Zerklüftung; vgl. Tabelle 56) durch Drainage zum Stillstand zu bringen, in der Regel hoffnungslos.

Wie langsam die Wasserbewegung in homogenem Boden vor sich geht, kann aus den beim Bau der Eisenbahnlinie Insterburg-Lyck gemachten Beobachtungen entnommen werden[371]). Der Boden bestand dort nicht aus Ton, sondern aus wesentlich wasserdurchlässigerem Schluff. Trotzdem der Schluff gesättigt war, lieferten die Drainrohre erst drei Tage nach erfolgtem Einbau Wasser.

Beim Bau des zweiten Geleises der Bahnstrecke Ravensburg-Friedrichshafen, der kgl. württ. Staatseisenbahn, 1905—1906, wurde nicht weit von der Station Mecklenbeuren ein 500 *m* langer und bis zu 7 *m* tiefer Einschnitt ausgehoben. Das Gelände bestand aus blauem Letten („Bestandteil der jüngeren Miozänen [?] des Rheingletschers in der oberschwäbischen Molassemulde"[372]), geschichtet. Die Schichten waren 0·3 bis 0·4 *m* dick, mit leichter Neigung nach der Bahn zu, und schienen durch mattblaue, seifige

[370]) G. Gerstel, Entwässerungsarbeiten im Lehmgebiet. Allg. Bauztg. 1874, S. 1.

[371]) Trockenlegung feuchter Einschnittsböschungen mittels Drainröhren. Centralbl. d. Bauverw., 1887, S. 87.

[372]) K. Schmidlin, Über Einschnittsrutschungen im blauen Letten und ihre Beseitigung. Centralbl. d. Bauverw., 1908, S. 286.

Flächen voneinander getrennt zu sein, die sich glatt anfühlten. In erdfeuchtem Zustand ließ sich der Letten in großen Schollen gewinnen. Beim Austrocknen wurde er außerordentlich hart und ließ sich nur schwierig mit dem Krampen bearbeiten). Der Versuch, die Bodenmasse durch Drainage zu stabilisieren, schlug fehl und die Bodenbewegungen konnten nur durch den Einbau eines massiven Betonsockels zum Stillstand gebracht werden.

Abschließend sei auch die recht oft beobachtete Periodizität im Vorrücken von Rutschmassen und Erdgletschern erwähnt.

Die Drynoch-Rutschmasse[373]) in Canada, ein aus Lehm bestehender Erdgletscher mit einer Breite von 450 *m* und einer Länge von 2·5 *km*, rückt pro Jahr um etwa 3·3 *m* vor; in manchen Monaten steht die Masse still. — Eine beim Bau der Franz-Josef-Bahn, Strecke Ziersdorf-Eggenburg[374]), niedergegangene Rutschmasse bewegte sich auf einer unter 1:12 geneigten Fläche mit einer mittleren Geschwindigkeit von 0·75 *m* pro Monat. Nach starken Regengüssen nahm die Strömungsgeschwindigkeit zu.

Der Einfluß der Durchfeuchtung auf die Bewegungsgeschwindigkeit der Rutschmassen (Erdgletscher) ist auf die nach vorübergehender, oberflächlicher Austrocknung neuerdings einsetzende Schwellung zurückzuführen, wozu noch die statische Wirkung des vom Spaltenwasser ausgeübten hydrostatischen Druckes kommt.

l) Klassifizierung der Massenablösungen und Einschnittsrutschungen. Die in den Abschnitten *e* bis *h* erörterten Setzungsfließungen und Berstungsfließungen stellen lediglich zwei Sonderfälle der beim Anschneiden einer natürlichen Geländeform möglichen, unbeabsichtigten Bodenbewegungen dar. Beide Bewegungsarten sind dadurch gekennzeichnet, daß sie bei teilweise oder gänzlich ausgeschalteter statischer Reibung stattfinden. Sie haben dieses Merkmal mit den in plastischen Tonmassen bei rascher Spannungsänderung auftretenden, kontinuierlichen Fließungen gemeinsam. Die von Heim studierten Bergstürze gehen hingegen bei voll wirksamer statischer Reibung nieder. Diese Tatsachen bilden die natürliche Grundlage für eine Klassifizierung der im Erdbau auftretenden Massenbewegungen. Der Verfasser schlägt die in Tabelle 56 wiedergegebene Klasseneinteilung vor. Die Klassifizierung der Bergstürze erfolgte in Anlehnung an Heim und jene der Muren nach dem von Stiny verfaßten System.

Selbstverständlich läßt sich nichteinmal zwischen den Rutschungsgruppen eine scharfe Grenze ziehen. So gibt es eine lückenlose Reihe von Übergangsformen zwischen dem Schuttgekrieche, das in großem Maßstab auf den Falklandsinseln oder, nach W. Penck, in manchen Hochtälern der argentinischen Anden stattfindet, und den Schuttstürzen der Alpen. Anderseits werden viele Geschiebemuren durch Schuttstürze eingeleitet. Felsschlipfe und Schuttrutschungen können im Schiefergebirge dadurch entstehen, daß sich durch Verwitterung des Schiefers Tonlassen bilden, die nach erfolgter Gleichgewichtsstörung (spontane Setzung der Schuttmassen) als Schmiermittel (Tonschmitzen mit positiv gespanntem Porenwasser) wirken. Diese Fälle bilden ein Bindeglied zwischen den Rutschungsgattungen 4 und 13. — Die Bewegungsgattung 15 ist auf jene Schlammassen beschränkt, die unter Wasser abgesetzt wurden und sich noch im Zustand fortschreitender Verdichtung durch Eigengewicht (Fig. 30) oder durch Eigengewicht und Verdunstung (Fig. 31) befinden.

Infolge der Mannigfaltigkeit der für das Zustandekommen und den Verlauf der Massenbewegungen maßgebenden physikalischen Faktoren muß auch die Beschreibung beobachteter Vorgänge und die Beurteilung der Stabilität eines gegebenen Geländes in sehr verschiedener Weise erfolgen. Nachstehend werden die Daten aufgezählt, deren Kenntnis für die Beurteilung der in Tabelle 56 angegebenen Rutschungsarten unerläßlich ist. Ein detaillierter, mit Schichtenlinien versehener Lageplan muß in

[373]) Landslides. Eng. Rec. 1909, I. S. 737. (Nach brieflicher Mitteilung von Mr. Cartwright. Canadian Pacific Rw., am Thompson River.)

[374]) H. Raschka, Die Rutschungen im Abschnitt Ziersdorf-Eggenburg der Kaiser Franz Josef-Bahn (Hauptstrecke). Z. d. österr. Ing. u. Arch.-Ver. 1912, S. 561.

allen Fällen vorliegen. Zur Ergänzung des Lageplanes dienen je nach der Art der zu beschreibenden oder zu gewärtigenden Bodenbewegungen folgende Angaben:

1. Bodengekrieche. Felsgattung. Beschaffenheit und Mächtigkeit des Verwitterungsbodens. Pflanzenbedeckung. Klimatische Verhältnisse, Niederschlagsmenge und maximale Temperaturschwankungen. Geschwindigkeit der Bewegung.

2. Schuttgekrieche. Art, Größe und Beschaffenheit der Gesteinstrümmer. Mächtigkeit der Halde. Untergrund derselben. Klimatische Verhältnisse wie oben. Geschwindigkeit der Bewegung.

Tabelle 56.

Art	Gruppe	Klasse	Gattung
A. Trockenbewegungen (Bodenbewegungen bei voll wirksamer statischer Reibung)	I. Gekrieche (kontinuierliche Massenbewegungen)	1. Bodengekrieche 2. Schuttgekrieche (Felsströme)	
	II. Bergstürze (spontane Massenbewegungen) (nach Heim)[375]	3. Felsbewegungen	Felsschlipfe Felsstürze
		4. Schuttbewegungen	Schuttrutschungen Schuttschlipfe
		5. Gemischte und zusammengesetzte Bergstürze	
B. Breibewegungen (Massenbewegungen bei ganz oder teilweise ausgeschalteter statischer Reibung)	III. Setzungsfließung (Fließung infolge rascher Änderung des Porenvolumens)	6. Schwimmsanderscheinung u. Fließboden 7. Sandfälle 8. Muren (nach Stiny)[376]	Vulkanische Schlammströme (Aschenmuren) Moormuren Jungschuttmuren Altschuttmuren Gemischte Muren
	IV. Berstungsfließung (Fließung infolge Zerklüftung durch Schwellung und nachfolgenden Zusammenbruch)	9. Ausschälen und Ausbrechen 10. Tiefgreifende Rutschung im homogenen Material 11. Tiefgreifende Rutschung im nicht homogenen Material 12. Rutschung in alten Rutschmassen	
	V. Überlastungsfließung (Fl. infolge eines im Porenwasser durch Belastung hervorgerufenen hydrostatischen Überdruckes)	13. Ableitung nach einer Schicht- oder nach einer Rißfläche 14. Ausquetschung infolge örtlicher Belastung	
	VI. Ausquetschung (Reibungsverminderung durch einen im Porenwasser bereits herrschenden hydrostatischen Überdruck)	15. Auftreibung infolge örtlicher Entlastung 16. Ausquetschung infolge örtlicher Belastung	

[375]) Über Bergstürze. Zürich 1882.
[376]) Die Muren. Innsbruck 1910.

3. Felsbewegungen. Petrographische Beschaffenheit, Grad der Verwitterung. Streichen und Fallen. Klüftungsverhältnisse, Wasserführung. Klimatische Verhältnisse wie oben.

4. Schuttbewegungen. Wie 2.

5. Gemischte und zusammengesetzte Bergstürze. Wie 2. und 3.

6. Schwimmsanderscheinungen und Fließboden. Verteilungskurve (Fig. 1), Kornform (Fig. 2). Porenvolumen, relative Dichte und Verdichtungsfähigkeit. Wasserführung. Klimatische Verhältnisse. Wenn möglich geologische Vorgeschichte.

7. Sandfälle. Verteilungskurve und Kornform. Porenvolumen, relative Dichte und Verdichtungsfähigkeit. Mächtigkeit des Lagers, Entstehungsgeschichte und Grundwasserverhältnisse.

8. Muren. Wie 2. Im übrigen sei hinsichtlich der Muren auf die mehrfach erwähnte, treffliche und ausführliche Schrift Stinys verwiesen.

9. Ausschälen und Ausfrosten. Struktur des Bodens (Krümel- oder Einzelkornstruktur). Wassergehalt auf natürlicher Lagerstätte. Sand-, Mo-, Kalk- und Humusgehalt. Lage der Konsistenzgrenzen (Tabelle 7). Wasserführung. Wenn möglich Druck-Porenziffer-Diagramm (Fig. 14).

10. Tiefgreifende Rutschung in homogenem Material. Wie 9. Hiezu das Ergebnis von Probebohrungen und, wenn möglich, Verteilungskurve. Geologische Vorgeschichte der Ablagerung (Glacial, marin oder Süßwasserbildung).

11. Tiefgreifende Rutschung in nicht homogenem Material. Wie 10.

12. Rutschung in alten Rutschmassen. Wie 9. Hiezu Klüftungsverhältnisse, Wasserführung, Beschaffenheit der Rutschflächen, Vorgeschichte der Rutschmasse.

13. Abgleitung nach einer Schicht- oder nach einer Rißfläche. Beschreibung der rutschenden Masse nach Tabelle 52. Wassergehalt und Konsistenzgrenzen des in der Gleitzone befindlichen, seifigen Materiales. Wasserführung der Rutschmasse, Wassergehalt und Konsistenzgrenzen des Liegenden.

14. Ausquetschung infolge örtlicher Belastung. Wie 10. Druck-Porenzifferdiagramm unerläßlich.

15. Auftreibung infolge örtlicher Entlastung. Wassergehalt und Konsistenzgrenzen der in verschiedener Tiefe unter der Oberfläche entnommenen Bodenproben. Druck-Porenziffer-Diagramm charakteristischer Bodenproben unerläßlich.

16. Ausquetschung infolge örtlicher Belastung. Wie 15.

Mit Hilfe der vorstehenden Zusammenstellung kann man für jeden Einzelfall bestimmen, welche von den physikalischen Bodeneigenschaften bei der Bodenbewegung maßgebend zur Wirksamkeit gekommen sind. Diese Eigenschaften müssen im Laboratorium untersucht und ziffernmäßig festgelegt werden. Sie bilden die Grundlage für die Beschreibung der Massenbewegung. Sobald man einmal über eine große Anzahl lückenloser, durch die Ergebnisse bodenphysikalischer Untersuchungen ergänzter Beschreibungen verfügt, so wird man auch in der Lage sein, die bei den Stabilisierungsarbeiten gesammelten Erfahrungen bei der Begutachtung rutschgefährlicher Gelände zu verwenden. Es genügt, auf dem Weg der bodenphysikalischen Untersuchung festzustellen, mit welcher von den bereits bekannten Bodenarten der zu begutachtende Boden angenähert identisch ist. Die planmäßige Verarbeitung der in Rutschgebieten gesammelten Erfahrungen ist vornehmlich eine Frage der Organisation, der Normalisierung der Beschreibungsverfahren und der Vervollkommnung der bodenphysikalischen Untersuchungsmethoden[377]).

[377]) Vgl. Anhang *B*.

28. Abschnitt.

Der Boden als Unterlage der Bauwerke.

In diesem Abschnitt werden die Faktoren erörtert, von denen der Widerstand des trockenen, mit ruhendem Wasser vermengten oder vom Wasser durchströmten Bodens gegen Verdrängung durch örtliche Belastung oder gegen Wegspülung durch das Sickerwasser abhängt.

a) Die zulässige Bodenbeanspruchung bei Flachgründung. Falls sich ein Gründungskörper unter dem Einfluß der Auflast derart setzt, daß im Bauwerk schädliche Formänderungen und Risse auftreten, so liegt eine Fehlgründung vor. Das Am. Found. Comm. brachte die Ursachen der Fehlgründungen in das in Tabelle 57 wiedergegebene System.

Tabelle 57[378]).

Physikalische Natur des Unfalles	Ursache oder Veranlassung
1. Zusammendrückung des Baugrundes, verbunden mit	*a*) Ungleichmäßiger Belastung ohne Überschreitung der Elastizitätsgrenze des Bodens. *b*) Kohäsionsverminderung des Bodens. *c*) Abbrechen der Ecken und Kanten der Bodenkörner. *d*) Schrumpfung organischer Massen. *e*) Wasserverlust der tragenden Schichten.
2. Fließerscheinung verursacht durch	*f*) Hohen Wassergehalt. *g*) Kohäsionsverminderung unter dem Einfluß der Belastung und des Druckes. *h*) Überschreitung der Druckfestigkeit (Kohäsion).
3. Abrutschen infolge von	*i*) Abrutschen der tragenden Bodenschichte auf einer zumeist geneigten, geschmierten Fläche, häufig durch Wasserzutritt begünstigt. *k*) Ausfließen von Material bei rasch erfolgender Senkung des Wasserspiegels. *l*) Rutschen des Bauwerkes auf der Bodenoberfläche. *m*) Rutschen des Bauwerkes zusammen mit der tragenden Bodenschichte.
4. Erosion durch	*n*) Fließendes Wasser oder Schwankungen des Grundwasserspiegels. *o*) Windwirkung. *p*) Auswitterung und Frost.
5. Chemische Veränderungen	*q*) Chemische Einwirkungen verschiedener Art.

Der Verfasser wendet gegen dieses System ein, daß es die äußere, recht oft unwesentliche Form der Unfallserscheinungen zu weitgehend berücksichtigt und die physikalischen Grundursachen derselben nicht scharf genug auseinanderhält. So sind z. B. die Ursachen des Vorganges *i* von physikalischem Standpunkt aus betrachtet keineswegs klar und können nach Abschnitt 22 sehr verschiedener Art sein. Das Ereignis *c* tritt in gekrümeltem Boden

[378]) Nach Pap. a. Disc., Am. Soc., January 21 st, 1920, S. 908.

auch dann auf, wenn es sich nicht um eine Fehlgründung handelt. Der Vorgang *k* gehört seinem physikalischen Wesen nach in die Gruppe 2.

Wählt man die physikalischen Grundursachen der Fehlgründungen als Unterscheidungsmerkmale der zu kennzeichnenden Mißerfolge, so kommt man zu dem vom Verfasser entworfenen, in Tabelle 58 dargestellten System. Die Fehlgründungen der

Tabelle 58.

Gruppenbezeichnung der Fehlgründung	Physikalische Natur des Vorganges
1. Übermäßige oder ungleichmäßige Setzung des Bauwerkes.	*a*) Überschreitung der Proportionalitätsgrenze des Bodens (übermäßige Setzung). *b*) Ungleichmäßige Setzung infolge ungleichmäßiger Beanspruchung des Baugrundes. *c*) Ungleichmäßige Setzung infolge ungleichmäßiger Zusammendrückbarkeit des Baugrundes.
2. Abrutschen des Bauwerkes infolge Überwindung des Reibungswiderstandes nach einer Gleitfläche.	*d*) Abrutschen der tragenden Bodenschichte auf einer glatten Unterlage bei voll wirksamer statischer Reibung. *e*) Abrutschen der tragenden Bodenschichte auf einer tonreichen, wasserhaltigen Schmitze bei ganz oder teilweise ausgeschalteter statischer Reibung (hydrodynamische Spannung infolge rascher Druckerhöhung).
3. Zusätzliche Senkung des Bauwerkes infolge nachträglicher Zustandsänderung des Baugrundes.	*f*) Durch Wasseraufnahme bedingte Abnahme des Kapillardruckes und durch die damit verbundene Abnahme des inneren Reibungswiderstandes. *g*) Durch örtliche Austrocknung bewirkte ungleichmäßige Senkung des Baugeländes. *h*) Setzungsfließung gesättigter Sande infolge spontaner Umlagerung der Körner. *i*) Durch Zersetzung organischer Substanzen (Verfaulen von Holzmassen u. dgl.) herbeigeführte Raumverminderung des Untergrundes. *k*) Durch chemische Einwirkung hervorgerufene Abnahme der Ziffer der inneren Reibung.
4. Zusammenbruch des Bauwerkes infolge Unterschneidung des Gründungskörpers.	*l*) Durch fließendes Wasser. *m*) Durch Winderosion. *n*) Durch Ausfrosten.

Gruppe 2 können bei sachgemäßer Vorprüfung des Baugrundes nicht vorkommen. Jene der Gruppe 4 lassen sich durch bauliche Maßnahmen verhindern; dasselbe gilt von den Fehlgründungen *f*, *g* und *k* der Gruppe 3. Die Unfälle von der Art *h* beschränken sich auf Schwimmsandfundierungen. Schwimmsande und locker gelagerte Feinsande müssen vor dem Einbringen des Gründungskörpers durch das Rammen von Verdichtungspfählen stabilisiert werden (siehe Absatz *e*). Es handelt sich demnach beim Entwurf von Gründungen vornehmlich um das Vorbeugen gegen Unfälle der Gruppe 1, d. h. um die Beurteilung der Tragfähigkeit des Baugrundes und um die Vorhersage der zu gewärtigenden Setzungen.

Die Wahl der zulässigen Bodenbeanspruchung wurde bisher zumeist auf Grund der in der Literatur beziehungsweise in den behördlichen Bauvorschriften niedergelegten Erfahrungsziffern vorgenommen. Die in Mitteleuropa als zulässig geltenden Bodenbeanspruchungen sind in Tabelle 59 zusammengestellt.

Tabelle 59[379]).

Bodenart	Zulässige Belastung $kg\ cm^{-2}$	Anmerkungen
1. Harter, fester Fels	20 – 30	Mindestmächtigkeit 3 *m*, Schichtung nahezu wagrecht.
2. Weichere Gesteine: Sandstein, Tuffstein, Trachyt usw.	7 – 15	
3. Fest gelagerter Kies	6 – 8	Mindestmächtigkeit 3 *m*. Mäßige, bis zum Zustand der Bergfeuchtigkeit vorhandene Nässe vermehrt die Tragfähigkeit von Kies mit viel Feingehalt (Sand). Bei grobem Kies kein bemerkenswerter Unterschied. — Übersättigung mit Wasser vermindert die Tragfähigkeit, da durch sie der Zusammenhang gelockert wird.
4. Fest gelagerter Sand	4 – 6	Wie zu 3.
5. Fest gelagerter feiner Sand (Triebsand)	4 – 5	Mindestmächtigkeit 3 *m*. Feste Lagerung nicht durch Wasserschöpfen stören!
6. Lehm (= sandiger Ton)	3 – 4	Falls trocken und in 3 bis 4 *m* Mächtigkeit.
7. Ton	3	Wie zu 6. Bei 6 und namentlich bei 7 nachträgliches Setzen zu erwarten. Daher gleichmäßige Belastung.
8. Mutterboden und aufgeschütteter Boden	0·5 – 1·0	Druck des menschlichen Fußes gleich 0·5 $kg\ cm^{-2}$.
9. Schlamm	0	(beziehungsweise = Auftrieb).

Das Am. Found. Comm. ermittelte durch eine Rundfrage die in 40 amerikanischen Städten üblichen Bodenbelastungen und leitete aus dem Ergebnis die mittlere zulässige Druckbeanspruchung der bei Gründungsarbeiten in Betracht kommenden Bodenarten ab (Tabelle 60). Die größten der in der Tabelle enthaltenen Werte entstammen ausnahmslos einer einzigen Örtlichkeit (Providence, Rhode Island).

E. T. Corthell stellte die Bodenpressungen, bei welchen der durch Bauwerke belastete Boden keine nennenswerten Zusammendrückungen aufwies, den Bodenpressungen gegenüber, bei denen schädliche Setzungserscheinungen auftraten und kam zu den in Tabelle 61 enthaltenen Resultaten.

b) Ermittlung der Tragfähigkeit durch Probebelastung. Schon beim Vergleichen der in den Tabellen 59 und 60 enthaltenen Ziffern erkennt man, wie unsicher diese Ziffern sind. Besonders sinnfällig kommt jedoch diese Tatsache in Tabelle 61 zum Ausdruck: Die Mittelwerte der zulässigen Beanspruchungen sind nämlich für gleichbezeichnete Böden etwa von derselben Größenordnung wie die Mittelwerte der unzulässigen (5·0 gegen 5·1, 4·8 gegen 3·2 und 4·4 gegen 5·1 *kg* pro cm^2). Die Ursachen dieser Ungereimtheit liegen vornehmlich in dem Mangel an Eindeutigkeit der Bodenbezeichnungen (vgl. 27. Abschnitt *a*) und in der Nichtberücksichtigung des großen Einflusses, den die relative Dichte auf die Tragfähigkeit petrographisch identischer Böden hat.

[379]) Zulässige Belastungen für Flachgründung, nach Förster, Taschenbuch für Bauingenieure, 3. Aufl., Berlin 1920, S. 1057.

Tabelle 60[380]).

Nr.	Bodenart	Übliche Bodenbelastung $kg\ cm^{-2}$	Als zulässig erachtete Bodenbelastung $kg\ cm^{-2}$
1	Schwimmsand und alluvialer Boden	0·54 – 1·09	0·5
2	Weicher Ton	(0·82) – 1·11 – (3·3)	1·0
3	Nasser Ton und weicher, nasser Sand	1·09 – 2·20	2·2
4	Ziemlich trockener Ton und feiner, trockener, reiner Sand	1·9 – 4·4	2·2
5	Ton und Sand in Wechsellagerung	2·2 – 5·4	2·2
6	Fester, trockener Lehm oder Ton, oder harter, trockener Ton oder feiner Sand	2·2 – 4·4	3·2
7	Kompakter, grober Sand, fester Schotter oder gewachsener Boden	3·3 – 6·5	4·3
8	Grober Schotter, geschichteter Stein oder Ton oder Fels von geringerer Festigkeit als bestes Ziegelmauerwerk	5·4 – 8·7	6·5
9	Verhärteter Schotter oder Sand	6·5 – 11·0	8·7
10	Fester Ortstein oder harter Mergel	6·5 – 11·0	11·0
11	Fester Ortstein oder harter Mergel, gegen Luft, Wasser und Frost geschützt	8·7 – 19·6	13·6 – 20·0 (Druckluft)
12	Sehr harter gewachsener Fels	11·0 – 54·5	22·0
13	Druckluftgründung auf Fels	26·2 – 27·2	27·5

Tabelle 61[381]).

Bodenart	Keine oder unschädliche Setzungen			Starke Setzungen		
	Zahl der Beispiele	Bodenbelastung in $kg\ cm^{-2}$	Mittelwert $kg\ cm^{-2}$	Zahl der Beispiele	Bodenbelastung in $kg\ cm^{-2}$	Mittelwert $kg\ cm^{-2}$
Ortstein	5	11·7 – 2·9	8·5	.	.	.
Fester Ton	16	7·8 – 2·0	5·0	5	5·5 – 4·4[382])	5·1
Alluvium und Silt	7	6·0 – 1·5	2·8	2	7·4 – 1·6	.
Sand und Ton	10	8·3 – 2·4	4·8	3	7·2 – 1·6	3·2
Grober Sand u. Schotter	33	7·5 – 2·3	5·0	.	.	.
Feiner Sand	10	5·6 – 2·2	4·4	.	6·8 – 1·8	5·1

Tabelle 59 enthält für die zulässige Beanspruchung des Tones nur eine einzige Ziffer (3·0 *kg* pro cm^2), trotzdem die Tragfähigkeit eines und desselben Tones nach Tabelle 41 je nach dem Wassergehalt sehr klein oder außerordentlich groß sein kann. In der Anmerkung zur zulässigen Belastung des Tones (7.) wird auf die bei Gründungen auf Tonböden

[380]) Nach Pap. a. Disc., Am. Soc., August 1920, S. 906 und 907.
[381]) Nach E. L. Corthell, Eng. Rec. 1906, II., S. 629.
[382]) 4·4 $kg\ cm^{-2}$ bei einer Gründung auf London-Ton.

zu gewärtigenden nachträglichen Setzungen hingewiesen und empfohlen, die Belastung gleichmäßig zu verteilen. Da jedoch die Bettungsziffer eines homogenen Tonbodens nach Tabelle 43 in geradem Verhältnis mit dem Halbmesser der Lastfläche beziehungsweise mit der Breite des Laststreifens zunimmt, setzen sich ungleich große Lastflächen bei gleicher Einheitsbelastung nicht nur ungleich schnell, sondern auch ungleich stark. In der Tabelle 61 wird die Tragfähigkeit des „festen Tones" mit 5 *kg* pro cm^2 (bis zu 7·8 *kg* pro cm^2) angegeben. Daneben steht, daß sich in manchen Fällen bei der Beanspruchung des „festen Tones" mit 4·4 bis 5·5 *kg* pro cm^2 unzulässig große Setzungen ergeben haben. Die Tabelle gibt obendrein für die zulässige Beanspruchung des „nassen Tones" die gleiche Ziffer an wie für jene des „weichen, nassen Sandes", ohne den Umstand zu berücksichtigen, daß die Tragfähigkeit eines Sandes in geradem Verhältnis mit dem Lastflächenhalbmesser zunimmt, jene des Tones hingegen von der Ausdehnung der Lastfläche unabhängig ist (Tabelle 43); abgesehen davon kann die Tragfähigkeit des weichen, nassen Sandes sogar bei gegebenem Lastflächenhalbmesser je nach der relativen Dichte dieses Sandes sehr verschieden groß sein (siehe Fig. 45).

Infolge der den Tabellenwerten anhaftenden Unsicherheit erscheint es notwendig, bei wichtigeren Gründungsarbeiten die Tragfähigkeit des Baugrundes auf experimentellem Weg, durch eine Probebelastung, zu untersuchen. Um jedoch aus den Ergebnissen einer Probebelastung einen zuverlässigen Schluß auf die Wirkung der geplanten Baugrundbelastung ziehen zu können, muß man auf die im 24. Abschnitt geschilderten Beziehungen zurückgreifen, die zwischen der Tragfähigkeit sowie der Bettungsziffer einerseits und den Abmessungen der Lastfläche anderseits bestehen. Bei tonreichem Baugrund muß obendrein der Zeitfaktor berücksichtigt werden. Nachdem man den erwähnten Beziehungen bisher sehr wenig Beachtung geschenkt hat, war auch der Wert der Probebelastungen ein recht problematischer. Die Ergebnisse der Probebelastung können nur dann sachgemäß gedeutet werden, wenn sie ein vollständiges Bild von der Beziehung zwischen der Belastung, der Setzung und der Zeit liefern und wenn obendrein die physikalische Beschaffenheit des belasteten Bodens bekannt ist. Durch diese Bedingungen ist das Versuchsprogramm festgelegt.

Die zur Beurteilung der Tragfähigkeit eines homogenen Bodens erforderlichen Daten sind aus der Tabelle 62 zu entnehmen. Falls sich der Untergrund aus Bodenlagen mit verschiedener Beschaffenheit zusammensetzt, so muß man zunächst durch eine Probebohrung die Zusammensetzung des Untergrundes feststellen und dann die Tragfähigkeit der wichtigsten Bodenschichten entweder direkt durch Probebelastung in einem Versuchsschacht oder indirekt, durch bodenphysikalische Untersuchung der Bohrproben, in Erfahrung bringen. Gestützt auf die Ergebnisse dieser Vorarbeiten und auf die Kenntnis der im 24. Abschnitt erörterten Gesetzmäßigkeiten, kann man es mit Aussicht auf Erfolg unternehmen, die zulässige Belastung des Schichtensystemes einzuschätzen und Schlüsse auf die voraussichtlichen Setzungen des geplanten Bauwerkes ziehen. Jedenfalls ist die Auslegung der Ergebnisse dieser Vorerhebungen keine leichte Sache; sie erfordert Erfahrung und gründliche Vertrautheit mit der Statik des Bodens.

Wie irreführend die üblichen Verfahren für die Vornahme der Probebelastung und für die Deutung ihrer Ergebnisse sein können, geht aus folgendem Beispiel hervor: Vor der Erbauung eines auf dem zähen Schlamm des Goldenen Hornes bei Konstantinopel (Material V, Tabelle 19) fundierten Maschinenhauses hatte man eine Probebelastung vorgenommen. Die Lastfläche senkte sich bei einer Belastung von 4 *kg* pro cm^2 nur um wenige Millimeter. Obendrein glaubte man aus den Ergebnissen der Probebohrungen ohne physikalische Bohrprobenuntersuchung schließen zu können, daß der Baugrund homogen sei, was keineswegs der Fall war. Infolgedessen hielt man eine Bodenbeanspruchung von 0·8 *kg* pro cm^2 für zulässig und gründete das Bauwerk auf eine durchgehende Eisenbetonplatte mit einer Grundfläche von 2200 m^2. Man hatte jedoch den Zeitfaktor außeracht gelassen und den Umstand übersehen, daß die Bettungsziffer des Schlammes zum Unterschied

von jener des Sandes in geradem Verhältnis mit dem Halbmesser der Lastfläche zunimmt. Das Bauwerk senkte sich wider Erwarten. Die Setzungen wurden im Laufe der Jahre größer und belaufen sich derzeit auf 20 bis 40 *cm*.

Tabelle 62.

Sand und Schotter	Wasserdurchtränkte Feinsande und Schlammsand	Homogener Lehm und Ton	Anmerkung
1. Diagramm der Setzungen einer Lastfläche $F \geq 400\ cm^2$. Der Belastungsvorgang mindestens durch einen Zyklus zu unterbrechen.[383])	1. Diagramm der Setzungen einer Lastfläche $F \geq 400\ cm^2$. Mindestens ein vollständiger Zyklus. Beobachtung der Zunahme der Setzungen während 24- bis 48stündiger Versuchspausen.[383])		Unerläßlich
2. Zusatz-Belastungsversuch mit einem Apparat der Gruppe *A*.	2. Zusatzbelastungsversuch mit einem Apparat der Gruppe *A*.		
3. Porenvolumen, relative Dichte und spezifisches Gewicht der Körner.	3. Porenvolumen, relative Dichte und spezifisches Gewicht der Körner.	3. Wassergehalt, Konsistenzgrenzen und spezifisches Gewicht der Trockensubstanz	
4. Verteilungskurve (Siebanalyse).	4. Verteilungskurve (Siebanalyse und Perzentsatz der abschlämmbaren Feinteile).	4. Verteilungskurve (Schlämmanalyse nach Wiegner).	
5. Höhenlage des Grundwasserspiegels.	5. Höhenlage des Grundwasserspiegels.	5. Relative Höhenlage des zunächst befindlichen freien Wasserspiegels.	
6. Druck-Porenzifferdiagramm nach Fig. 15	6. Druck-Porenzifferdiagramm nach Fig. 15.	7. Druck-Porenzifferdiagramm nach Fig. 14, Porenziffer-Durchlässigkeits-Diagramm nach Fig. 22 und die Ergebnisse von Würfelversuchen nach Fig. 11.	Erwünscht

Die im Tiefbau gebräuchlichen Verfahren der Probebelastung lassen sich in drei Gruppen einteilen:

A) Belastung von Stempeln mit einem Grundriß von höchstens 20 cm^2. In diese Gruppe gehört der von R. Mayer für die Ermittlung der Tragfähigkeit homogener Baugründe in Vorschlag gebrachte Apparat[384]). Bei dem Mayerschen Apparat ist der Stiel des Preßstempels von einer Hülse umgeben, die durch Vermittlung einer dreilappigen Grundplatte auf dem Boden aufruht. Die Druckfläche der Stempel hat einen Flächeninhalt von 5 bis 20 cm^2. Die Relativverschiebung zwischen Stempel und Hülse wird durch einen Hebelarm auf eine Mikrometerschraube und von dieser auf einen barometerartig konstruierten Mechanismus übertragen, der die Verschiebung in 100-facher Vergrößerung anzeigt. Die Belastung des Preßstempels erfolgt durch Lastplatten mit einem Gewicht von je 10 *kg*. Bei einem anderen von Mayer zum Patent

[383]) Bei örtlich wechselnder Beschaffenheit des Baugrundes muß die Messung der Setzungen mit besonderer Sorgfalt vorgenommen werden.

[384]) „Über einen Apparat und ein Verfahren zur Ermittlung der Tragfähigkeit des Baugrundes". Z. d. öst. I.- u. A.-V., 1896, S. 589, und „Apparat zur Ermittlung der Tragfähigkeit des Baugrundes". Deutsche Bauztg., 1900, S. 214.

angemeldeten Apparat wird der auf den Preßstempel wirkende Druck vom Beobachter ausgeübt und die Messung der Druckkraft erfolgt mit Hilfe eines Federdynamometers. Die Bodenzusammendrückung wird an einer Skala mit Millimeterteilung abgelesen.

B) Belastung eines hochkantig auf dem Baugrund aufruhenden, mit einer Belastungsplattform versehenen Kantholzes mit einem Querschnitt von 20 auf 20 bis 30 auf 30 *cm*. In diese Gruppe läßt sich der vom Am. Found. Comm. entworfene Apparat [385]) einreihen. Die Probebelastung wird auf dem Boden einer Probegrube vorgenommen. Nach erfolgter Ausschachtung der Grube setzt man auf den eingeebneten Boden derselben ein lotrecht gestelltes, etwa 76 *cm* hohes, glasiertes Steingutrohr mit einem Durchmesser von 38 *cm* und umschüttet es bis zu einer Höhe von etwa 70 *cm* mit Sand. Auf dem Boden des zylindrischen, vom Rohrstutz umschlossenen Raumes ruht eine gußeiserne Druckplatte mit einem Durchmesser von 34·3 *cm* (Flächeninhalt 927 cm^2). Auf die Druckplatte stützt sich ein Kantholzsteher mit einem Querschnitt von 27 auf 27 *cm*. Das obere Ende des Stehers wird durch einen Kantholzhebel belastet, der an einem Sattelholz drehbar befestigt und durch ein Gegengewicht ausbalanciert ist. Das Verhältnis zwischen dem Druck und dem Lastarm beläuft sich auf 1 : 10. Die Einsenkungen werden an einer an der Pölzung der Baugrubenwand befestigten Skala abgelesen (Zeigerübersetzung 1 : 5). Die Bodenbelastung kann bis auf 10 *kg* pro cm^2 gesteigert werden.

C) Errichtung eines Mauerwerksblockes mit einem Grundriß von 100 auf 100 *cm* und Belastung der Oberfläche dieses Blockes durch Bauholz oder durch Schienen. In dem Block steckt eine mit Millimeterteilung versehene Latte, an der die Setzungen entweder direkt, mit Hilfe eines quer über die Versuchsstelle gespannten Joches oder indirekt, mit Hilfe eines Nivellierinstrumentes, abgelesen werden [386]).

Gegen den Apparat System Mayer (Gruppe *A*) wäre einzuwenden, daß die Beobachtungsergebnisse infolge der Kleinheit der Lastfläche allzusehr von der Beschaffenheit der belasteten Bodenoberfläche abhängen. Der Apparat kann jedoch wertvolle Ergänzungsdaten zu den mit Hilfe der Verfahren *B* oder *C* erzielten Resultaten liefern. Diese Ergänzungsdaten mögen in zweifelhaften Fällen die Beantwortung der Frage erleichtern, ob und in welcher Weise sich Tragfähigkeit und Bettungsziffer mit den Abmessungen der Lastfläche ändern. Nachahmenswert ist die Feinvorrichtung für die Messung der Einsenkungen.

Der vom Am. Found. Comm. entworfene Probebelastungsapparat scheint den Anforderungen der Praxis besser zu entsprechen. Die Druckfläche ist nicht zu klein und außerdem können alle Bestandteile, bis auf die Druckplatte und die Lasthebelgelenke, an Ort und Stelle aus Bauholz hergestellt werden. Als Auflast dienen Erde oder Wasser. Der Setzungsanzeiger ist nach der Ansicht des Verfassers nicht genügend empfindlich. Die zwischen der Baugrubenwand und dem Tonrohr einzubringende Sandschüttung hat die Aufgabe, bei weichem Tonboden die Bodenoberfläche für die Dauer des Belastungsversuches vor einer Verletzung zu bewahren. Bei Dauerversuchen — und solche sind bei der Prüfung eines tonreichen, wasserhaltigen Baugrundes unerläßlich — sollte man die Probefläche auch gegen Überflutung durch Regenwasser schützen, indem man die Grube mit Pfosten abdeckt. Falls der Baugrund aus Sand besteht, so verhält sich der von der Sandschüttung umgebene Belastungsstempel beinahe ebenso, wie ein kleiner Gründungskörper, dessen Gründungstiefe der Dicke der Sandschüttung gleichkommt. Da die Tragfähigkeit des Sandes nach Tabelle 43 bei gegebener Bodenbeschaffenheit nicht vom Absolutwert der Gründungstiefe, sondern vom Quotienten aus der Gründungstiefe und dem Lastflächenhalbmesser abhängt und der Wert dieses Quotienten bei Flachgründung in der Regel sehr

[385]) Detailzeichnung in Pap. a. Disc. Am. Soc., August 1920, Nr. 6, Plate XI und XII, und January 1922, Plate VII. Siehe auch M. W. Manz, Load tests on sand and clay foundations. Eng. News, Vol. 71, Mai 1914, S. 1024.

[386]) O. Lehmann, Untersuchung der Tragfähigkeit des Baugrundes für Hochbauten. Deutsche Bauztg., 1881.

klein ist, liefert die Belastungsprobe der umschütteten Tragfläche ein unrichtiges Bild von den Setzungserscheinungen, die man bei der geplanten Gründung zu erwarten hat. Die Umschüttung sollte daher bei der Prüfung eines Baugrundes mit vorwiegend sandiger Beschaffenheit unterbleiben.

Die Belastungsproben der Gruppe *C* sind kostspielig und dürften sich wohl in der Mehrzahl der in der Praxis vorkommenden Fälle als überflüssig erweisen.

c) Schätzungsweise Beurteilung des Bodenwiderstandes gegen Belastung durch Flachgründung. In allen jenen Fällen, in denen die Probebelastung und die bodenphysikalische Untersuchung des Baugrundes infolge des geringen Umfanges der Gründungsarbeit unterbleiben muß, sollte man wenigstens einige Belastungsversuche mit einem Apparat der Gruppe *A* vornehmen. Um eine halbwegs verläßliche Grundlage für die Deutung der mit solchen Apparaten gewonnenen Ergebnisse zu schaffen, hätte man nach dem in der Tabelle 62 vorgeschlagenen Verfahren die Belastungsproben größeren Stils mit Belastungsversuchen der Type *A* zu verbinden. Die Ergebnisse der Parallelversuche würden obendrein unsere Kenntnis von der quantitativen Seite der Beziehungen bereichern, die zwischen dem Lastflächendurchmesser, der Tragfähigkeit und der Bettungsziffer bestehen. Solange man nicht über ein umfangreiches, planmäßig verarbeitetes Erfahrungsmaterial verfügt, ist man genötigt, bei der Bemessung der zulässigen Bodenbeanspruchung mit äußerster Vorsicht zu verfahren und unseren Mangel an Einsicht durch unwirtschaftlich große Sicherheit auszugleichen.

d) Bestimmung der Tragfähigkeit von Einzelpfählen. Im 25. Abschnitt wurde dargelegt, daß eine eindeutige, von der Bodenbeschaffenheit unabhängige Beziehung zwischen dem dynamischen und dem statischen Eindringungswiderstand der Pfähle nicht besteht. Obendrein wurde gezeigt, daß auch eine halbwegs verläßliche, rein theoretische Vorherbestimmung der Tragfähigkeit der Pfähle (Dörrsche Theorie) als unmöglich bezeichnet werden muß. Die vom Verfasser im 25. Abschnitt entwickelte Theorie hat lediglich die Aufgabe, als Grundlage für die planmäßige Verarbeitung der beim Rammen in Rammgründen mit verschiedener Beschaffenheit gesammelten Erfahrungen zu dienen. Der Charakter des Rammgrundes wird durch die Werte ξ (Tabelle 47) eindeutig gekennzeichnet. Wenn die Auswertung der beim Rammen auf zwei verschiedenen Baustellen gemachten Beobachtungen zu nahezu identischen Werten von ξ führen, so sind auch die Rammgründe ihrem Wesen nach ziemlich gleichwertig. Durch diese Tatsache ist das Verfahren für die empirische Behandlung des Tragfähigkeitsproblemes vorgezeichnet.

Bei jeder Rammarbeit, deren Umfang die Vornahme sorgfältiger Vorarbeiten rechtfertigt, soll man mindestens für einen Probenpfahl die in Tabelle 63 aufgezählten Daten erheben. Aus diesen Daten berechne man zunächst mit Hilfe der Formel 198, Seite 267, oder, falls man auch die Beobachtungen 12, Tabelle 63, angestellt hat, mit Hilfe der Kreuterschen Formel 201, Seite 268, die dynamischen Eindringungswiderstände Q_d beziehungsweise Q_d' und Q_d'' (S. 282). Die Belastungsprobe liefert den zur Berechnung der Koeffizienten ξ beziehungsweise ξ' und ξ_p erforderlichen Wert Q_t beziehungsweise Q_t'. Die Resultate des Zugversuches geben Aufschluß über das Verhältnis zwischen dem Spitzen- und dem Reibungswiderstand und bilden die Grundlage für eine Aufstellung der Energiebilanz des Rammverfahrens (siehe die Energiebilanz für den Krapfschen Pfahl II 2, S. 300). Schließlich berechne man aus dem Spitzen- und dem Reibungswiderstand den auf die Flächeneinheit des Pfahlquerschnittes bezogenen statischen Eindringungswiderstand eines zylindrischen Pfahles mit einem Durchmesser von 30 *cm* und bringe das Ergebnis im Diagramm der Eindringungswiderstände (Fig. 51 bzw. 52) graphisch zur Darstellung. Falls die Pfahlgründung auf Bohrpfählen erfolgt, sollen die in der Tabelle 63 aufgezählten Daten durch Versuche mit einem gerammten, hölzernen Probepfahl ermittelt werden.

Die in Tabelle 63 zusammengestellten Daten wurden derart gewählt, daß sie in ihrer Gesamtheit ein vollständiges Bild von den Beziehungen zwischen der Boden-

beschaffenheit, dem Rammverfahren, dem dynamischen Eindringungswiderstand und der Tragfähigkeit liefern. Falls man diese Beziehungen für eine größere Zahl typischer Rammgründe kennt, ist man auch in der Lage, bei jenen Gründungsarbeiten, bei denen eine Belastungsprobe aus wirtschaftlichen Gründen nicht vorgenommen werden kann, aus der Bodenbeschaffenheit und aus den berechneten Werten Q_d beziehungsweise Q_d' und Q_d'' mit hinreichender Genauigkeit auf die Tragfähigkeit der Pfähle zu schließen und der Wert der Rammformeln kann voll zur Geltung kommen. Derzeit eignen sich jedoch diese Formeln wegen der Lückenhaftigkeit unserer Kenntnisse nur zu Hilfsmitteln für die planmäßige Verarbeitung der Beobachtungsergebnisse und so lange wir nicht über ein umfangreiches Beobachtungsmaterial verfügen, kann die Tragfähigkeit der Pfähle bloß durch eine Probebelastung verläßlich bestimmt werden.

Tabelle 63.

Nr.	Beschreibung der zu erhebenden Daten	Anmerkung
1	Abmessungen des Pfahles (oberer, unterer Durchmesser und Länge); Baustoff des Pfahles, spezifisches Gewicht des Baustoffes, Gewicht des Pfahles.	Für die Beurteilung des Rammgrundes unerläßlich.
2	Type der Ramme, Gewicht des Rammbären.	
3	Mittlere Hubhöhe, Schlagzahl pro Minute.	
4	Rammdiagramm für kontinuierlichen Rammbetrieb (Eindringungstiefen als Ordinaten, Schlagzahl als Abszissen).	
5	Eindringungstiefen nach 48stündiger Arbeitspause (von Schlag zu Schlag, mindestens für die ersten fünf Rammschläge).	
6	Bodenprofil (Ergebnisse der Probebohrung) und Höhenlage des Grundwasserspiegels.	Diese Zusatzdaten sind zur Verfassung eines vollständigen Berichtes über das Verhalten des Probepfahles erforderlich.
7	Verteilungskurven für die wichtigsten Bodenarten.	
8	Spezifisches Gewicht der Trockensubstanz der Böden.	
9	Porenvolumen und relative Dichte (Sande, Schotter, angeschüttetes Erdreich) beziehungsweise Wassergehalt und Konsistenzgrenzen (luftfreie Ton-Wasserböden).	
10	Ergebnis der Belastungsprobe und Senkungsdiagramm; Diagramm der Zunahme der Setzungen während 24stündiger Versuchspausen. Das Senkungsdiagramm soll auch die bei der Entlastung des Probepfahles stattgehabten Hebungen des Pfahlkopfes zur Darstellung bringen[387]).	
11	Ergebnis der Zugprobe.	
12	Zunahme der Eindringungstiefen bei Zunahme der Fallhöhe, zwecks Feststellung der in der Kreuterschen Formel 201 vorkommenden Größe h_0 (tote Fallhöhe).	Erwünscht.

e) Zylindrische und konische Pfähle. Der dynamische Eindringungswiderstand und die Tragfähigkeit der Pfähle hängt bei gegebener Rammgrundbeschaffenheit von dem Arbeitsverfahren ab, dessen man sich bei der Bodenverdrängung bedient. So ist beispielsweise die Tragfähigkeit eines langsam in lockeren Sand eingepreßten Pfahles wesentlich größer als die eines Pfahles, welcher mit raschen, leichten Schlägen in den Boden getrieben wurde (25. Abschnitt *c*). Bei tonreichem, wasserhaltigem

[387]) Die Belastungsprobe soll bei sandigem Rammgrund nicht früher als zwei Tage und bei tonreichem Rammgrund nicht früher als sieben Tage nach erfolgtem Einrammen des Pfahles begonnen werden.

und luftfreiem Rammgrund muß man obendrein berücksichtigen, daß die Größe der Energieverluste in hohem Maß durch die Geschwindigkeit beeinflußt wird, mit der man das Wasser aus dem Boden treibt. Da der letztgenannte Umstand bloß beim Rammen durch Ton in Betracht kommt, hängt das Ergebnis des Vergleiches zwischen zylindrischen und konischen Pfählen in hohem Grad von der Beschaffenheit des Rammgrundes ab.

Der Wirkungsgrad der beim Durchrammen dichtgelagerter Sandschichten geleisteten Arbeit dürfte von der Form des Pfahles ziemlich unabhängig sein. Auch der Grad der Bodenverdichtung kann in diesem Fall durch die Pfahlform nicht nennenswert beeinflußt werden. Bei lockerer Lagerung des Sandes ist anzunehmen, daß die beim Rammen von Konuspfählen auftretende Rüttelwirkung ausgiebiger sei als beim Rammen von zylindrischen, weil sie nicht nur von der Spitze, sondern auch vom Pfahlmantel ausgeht. Nach Groninger erforderten ein zylindrischer, ein schwach konischer und ein stark konischer Pfahl (4·5 *m* lang, 32 *cm* oberer Durchmesser) zum Eintreiben in „leichten Sand" 620 beziehungsweise 190 und 270 Rammschläge[388]). Aus der bedeutenden Verschiedenheit dieser Ziffern kann man auf die Ausgiebigkeit der beim Rammen der Konuspfähle ausgeübten Rüttelwirkung schließen. Die Rüttelwirkung ist obendrein ein Maß für den Grad und die Gleichmäßigkeit der Verdichtung, die der Boden während des Rammens erfährt. Auch in angeschüttetem Erdreich dürfte der konische Pfahl eine wesentlich gleichmäßigere Verdichtung des Untergrundes bewirken als der zylindrische.

Ingenieur Konrad, der Erfinder der Milko-Pfähle, weist darauf hin, daß der Boden unterhalb der Spitze zylindrischer Pfähle durch den großen, beim Aufschlagen des Rammbären auftretenden Beschleunigungsdruck von der Spitze abgesprengt werden kann, so daß unterhalb der Spitze ein Loch entsteht, dessen Durchmesser größer ist, als der Pfahldurchmesser. Eine solche Erscheinung ist allerdings nur in locker gelagertem, angeschüttetem, lehmigem Erdreich denkbar.

Die Tragfähigkeit konischer Pfähle ist bei sandiger oder erdiger Beschaffenheit des Rammgrundes zweifellos kleiner als die Tragfähigkeit von zylindrischen Pfählen mit gleichem Rauminhalt, denn der Spitzenwiderstand wird durch die Konizität der Pfahlform herabgemindert und der Schwerpunkt des Reibungswiderstandes erfährt eine Verschiebung nach oben. Die wahre Größe des Unterschiedes kann jedoch nur durch vergleichende Probebelastungen ermittelt werden, denn das Verhältnis zwischen dynamischem und statischem Eindringungswiderstand ändert sich bei gegebener Rammgrundbeschaffenheit mit der Pfahlform.

Bei der Beurteilung des Einflusses der Pfahlform auf das Verhalten der durch luftfreie Ton-Wasser-Böden gerammten Pfähle hat man die Rolle zu berücksichtigen, die der Strömungswiderstand beim Zustandekommen des dynamischen Eindringungswiderstandes spielt. Bei konischen Pfählen verteilt sich der Beschleunigungsdruck über den ganzen Pfahlmantel. Je größer die Fläche, über die sich der Beschleunigungsdruck verteilt, desto geringer ist die Geschwindigkeit, mit der das Wasser bei der Bodenverdichtung durch die Bodenporen getrieben wird und je geringer diese Geschwindigkeit, desto kleiner ist auch der bei der Überwindung des Strömungswiderstandes aufgezehrte Teil der Rammarbeit. Infolgedessen fällt der Vergleich bei tonreichem Rammgrund in jeder Hinsicht zugunsten des konischen Pfahles aus. Der Wirkungsgrad der Rammarbeit ist für den konischen Pfahl höher als für den zylindrischen, die Bodenverdichtung erstreckt sich auf einen weiteren Umkreis und die Tragfähigkeit des Konuspfahles sollte wesentlich größer sein, als die eines zylindrischen mit gleichem Rauminhalt, trotzdem bei seiner Eintreibung eine geringere Arbeit geleistet wurde.

f) Wahl des Pfahlsystems. Diese Wahl muß derart getroffen werden, daß man den mit der Pfahlgründung beabsichtigten Zweck mit dem geringsten Arbeits-

[388]) Nach Leske, Der Betonpfahl in Theorie und Praxis. Berlin 1916.

und Kostenaufwand erreicht. Nachdem der Wirkungsgrad der Einbringungsarbeit in hohem Maß von der Bodenbeschaffenheit abhängt (vgl. 25. Abschnitt), so muß man bei der Wahl in erster Linie die physikalischen Eigenschaften des Rammgrundes berücksichtigen.

Bei der Pfahlgründung auf locker gelagertem Sand und auf Schwimmsand haben die Pfähle nicht bloß die Aufgabe, den Gründungskörper zu stützen, sondern sie sollen auch eine Verdichtung des unterhalb der Bauwerkssohle befindlichen Bodens herbeiführen. Diese Verdichtung wird am ausgiebigsten durch Einrüttelung erzeugt. Infolgedessen ist das Rammen konischer Pfähle mit einer unmittelbar wirkenden Dampframme allen anderen Methoden vorzuziehen, soferne die Verwendung einer Dampframme durch den Umfang der Rammarbeiten wirtschaftlich gerechtfertigt werden kann.

In halbwegs dicht gelagertem, lehmhaltigem, angeschüttetem Erdreich ist die Rammwirkung von der Schlagzahl ziemlich unabhängig. Die lebendige Kraft des Rammbären wird wegen $\xi_s = 1$ (Formel 232) fast zur Gänze in Verdichtungsarbeit umgesetzt. Es erfüllt daher jedes Rammverfahren seinen Zweck. Auch das Kompressolverfahren liefert günstige Ergebnisse.

In homogenem weichplastischem Ton wird ein großer Teil der lebendigen Kraft des fallenden Rammbären bei der Überwindung der Strömungswiderstände aufgezehrt, wogegen die Mantelreibung während des Rammens durch Wasserschmierung nahezu ausgeschaltet ist (25. Abschnitt *f* und *g*). Die durch das Rammen bewirkte Bodenverdichtung ist geringfügig und hat daher auch keine praktische Bedeutung. Der Zweck des Pfahleintreibens wird durch vorgebohrte und in das Bohrloch eingestampfte Pfähle (Simplex, Strauß etc.) mit geringerem Arbeitsaufwand erreicht als durch gerammte Pfähle. Die an Ort und Stelle betonierten Pfähle haben obendrein den Vorteil, daß sie während des Ausstampfens die Rolle kleiner Entwässerungsschächte spielen; das durch den Stampfdruck aus dem Ton gequetschte Wasser kann durch die grobkörnige, verhältnismäßig durchlässige Füllmasse nach dem Futterrohr entweichen. Dieser Umstand beeinflußt den Wirkungsgrad der Stampfarbeit in sehr günstiger Weise und dürfte auch eine Erhöhung der Mantelreibung zur Folge haben.

Beim Rammen durch homogenen, steifplastischen Ton beläuft sich der Wirkungsgrad der Rammarbeit wegen der bedeutenden, beim Rammen zu überwindenden Strömungswiderstände und wegen der Geringfügigkeit der reibungsvermindernden Wirkung der Wasserschmierung bloß auf einen kleinen Bruchteil der Einheit (25. Abschnitt *f*). Der im Bohrloch betonierte Pfahl muß daher als ganz besonders geeignet bezeichnet werden.

Ein wasserführender, aus abwechselnden Lagen sandreicher und tonreicher Bodenarten bestehender Rammgrund verhält sich je nach dem Vorwiegen der sandigen oder der tonigen Schichten wie ein Schlammsand oder wie ein weichplastischer Ton. Um eine passende Wahl des Pfahlsystems treffen zu können, muß man vorher durch das Rammen eines hölzernen Probepfahles feststellen, in welche Rammgrundklasse der Boden seinem Verhalten nach gehört. Die Klassifizierung erfolgt auf Grund der Beziehung, die zwischen den Werten Q_d', Q_d'' und Q_t (siehe Seite 282) besteht.

Es liegt im Interesse der Vertreter der patentierten Pfahlsysteme, durch einwandfreie, in möglichst homogenem Rammgrund vorzunehmende Parallelversuche die Eigenschaften ihrer Pfähle planmäßig zu erforschen und auf diese Weise eine auch in technischer Hinsicht einwandfreie Grundlage für ihre Ansprüche zu schaffen.

g) Tragfähigkeit der schwebenden Pfahlgründungen. Eine schwebende Pfahlgründung, deren wagrechte Abmessungen wesentlich größer sind als die Rammtiefe *t*, verhält sich wegen der gegenseitigen Überschneidung der Druckzwiebeln der Einzelpfähle (Fig. 49, punktierte Kurven) ungefähr ebenso, wie eine Flachgründung mit gleichem Grundriß, jedoch mit einer Gründungstiefe *t*. Die Pfahlgründung ist infolgedessen in technischer Hinsicht nur dann der einfachen Flachgründung (Gründung

auf durchgehender Eisenbetonplatte) überlegen, wenn eine Vergrößerung der Gründungstiefe von 0 auf t eine nennenswerte Zunahme der Tragfähigkeit bewirken würde.

Bei einem aus Triebsand oder aus Schlammsand bestehenden Baugrund ist der Einfluß der Gründungstiefe nach Abschnitt 24 *d*) in der Tat sehr bedeutend und die Pfahlgründung daher vorteilhaft. Für die Tragfähigkeit einer auf homogenem Ton oder auf einer oberflächlich ausgetrockneten Schlammschichte aufruhenden Flachgründung ist es hingegen nach Abschnitt 24 *f* nahezu belanglos, ob sich die Gründungstiefe auf 0 oder auf t beläuft und die Pfahlgründung wird in solchen Fällen sehr oft nur deswegen in Vorschlag gebracht, weil man irrtümlicherweise annimmt, aus dem Verhalten des Einzelpfahles einen Rückschluß auf das Verhalten des Gesamtbauwerkes schließen zu können. Man rammt einen Probepfahl, und wenn z. B. dieser Probepfahl eine Last von 10 t ohne merkliche Setzung erträgt, meint man, daß die Gründung bei einer Pfahlbelastung von 3 t pro Pfahl der ganzen Pfahlgruppe ebenfalls keine nennenswerte Setzung erfahren werde. Dieser Schluß ist jedoch ein Trugschluß, da sich die Druckzwiebeln der Einzelpfähle, wie oben erwähnt, vielfach überschneiden. Infolge dieser Überschneidung ist die Bodenbeanspruchung und mit ihr Bodensenkung in der Nachbarschaft der Spitze eines Gruppenpfahles wesentlich größer als jene in der Nähe der Spitze eines Einzelpfahles.

Ein auf tiefgründigem, homogenem, weichplastischem Schlamm (Material V, Tabelle 19) fundiertes Maschinenhaus wies trotz der geringen Bodenbelastung von 0·8 kg pro cm^2 bedeutende Setzungen auf, die mit der Zeit zunahmen. Der Gründungskörper bestand aus einer doppeltarmierten Eisenbetonplatte mit einem Flächeninhalt von etwa 2200 m^2 und die Gründungstiefe belief sich auf etwa 1 m. Beim Neubau eines auf der gleichen Bodenschichte zu errichtenden Maschinenhauses ordnete man unterhalb der Fundamentplatte 450 7 m lange Eisenbetonpfähle an, in der Erwartung, daß die Pfähle die schädlichen Setzungen verhindern werden. Die Einsenkung, die ein Einzelpfahl bei einer Probebelastung mit 4 t erfuhr, war unmerklich. Nichtsdestoweniger senkte sich der Neubau nahezu mit derselben Geschwindigkeit und mindestens ebenso unregelmäßig, wie das benachbarte, auf einer einfachen Eisenbetonplatte ruhende Bauwerk.

Aber auch in jenen Fällen, in denen der Rammgrund aus locker gelagertem Triebsand, Schwimmsand oder Schlammsand besteht, kann man aus der Senkungskurve der Pfähle keinen Rückschluß auf die voraussichtliche Senkung des von den Pfählen zu unterstützenden Bauwerkes ziehen. Die Pfahlbelastungsprobe hat lediglich den Zweck, festzustellen, ob sich die Nutzlast innerhalb der Proportionalitätsgrenze befindet (vgl. 25. Abschnitt *d*). Wenn dies der Fall ist, so weiß man, daß die Nutzlast fast zur Gänze durch die Mantelreibung auf den Baugrund übertragen wird und sich infolgedessen in der Höhe der Pfahlspitze über eine ausgedehnte Fläche verteilt. Die Setzung des geplanten Bauwerkes kann jedoch nur auf Grund der Ergebnisse normaler Bodenbelastungsproben (Absatz *d*) mit einiger Sicherheit vorhergesagt werden. Bei diesen Proben handelt es sich in erster Linie darum festzustellen, ob und welchen Einfluß die Gründungstiefe auf die Tragfähigkeit und die Bettungsziffer des Baugrundes hat. Falls dieser Einfluß gleich Null oder geringfügig ist, haben auch die Pfähle keinen praktischen Wert und die Pfahlgründungsvariante muß als unwirtschaftlich verworfen werden. Die meisten von den auf homogenem, weichplastischem Ton oder auf homogenem Schlamm ruhenden und von Pfählen unterstützten Bauwerke wären auch dann bestandfähig, wenn man an Stelle der teueren Pfähle kräftig armierte Flachgründungen angeordnet hätte.

h) Die Beanspruchung des Baugrundes unterhalb von Stauwerken. Wenn der Untergrund eines Stauwerkes undurchlässig ist, so spielt das Stauwerk lediglich die Rolle einer örtlichen Auflast und die Frage nach der Bodenbeanspruchung fällt in den Rahmen der im 24. und 25. Abschnitt behandelten Probleme. Die nachfolgenden Untersuchungen beziehen sich lediglich auf die in wasserdurchlässigen Untergründen auftretenden Spannungserscheinungen.

Ein wasserdurchlässiger Untergrund wird bei gefülltem Stauweiher nicht bloß durch das Eigengewicht des Bodens, das Gewicht des Stauwerkes und durch den auf das Stauwerk wirkenden Wasserdruck, sondern auch durch den Druck beansprucht, den das von der oberen Haltung nach der unteren strömende Sickerwasser auf die Bodenteilchen ausübt. Der vom Stauwerk auf den Baugrund ausgeübte Druck kommt nur in jenem Teil des Bodens ausgiebiger zur Geltung, der sich beim Grundbruch passiv verhält und sei daher in den nachfolgenden Untersuchungen vernachlässigt. Das Stauwerk wird lediglich als ein starres, sowohl dem Wasserdruck als auch den Auftriebskräften widerstehendes Hinderˈnis aufgefaßt. Unter dieser Voraussetzung kommen bei der statischen Untersuchung bloß die auf den durchströmten Baugrund wirkenden Massenkräfte in Betracht. Diese Massenkräfte sind die Schwerkraft (Eigengewicht) und der Strömungsdruck. Die Schwerkraft wirkt lotrecht nach unten. Die Richtung des Strömungsdruckes ist für jeden Punkt des Untergrundes durch die Tangente an die durch den Punkt hindurchziehende Stromlinie und seine Größe nach Formel 55 durch das in diesem Punkt herrschende Gefälle bestimmt. Die Kraftfelder der beiden Massenkräfte setzen sich zu einem resultierenden Kraftfeld zusammen, das zugleich die Kraftquelle darstellt. Bei einer Änderung der Stauhöhe bleibt die Schwerkraft unverändert, während sich der Strömungsdruck und mit ihm auch das resultierende Kraftfeld ändert. Der Verlauf der Kraftlinien hängt demnach nicht bloß vom Querschnitt des Gründungskörpers, sondern auch von der Stauhöhe ab. Die Kraftlinien sind ebenso wie die Kraftlinien eines magnetischen Feldes bei homogener Beschaffenheit des durchströmten Mediums kontinuierlich, bei geschichtetem Medium hingegen gebrochene Kurven.

Um den im Untergrund eines Stauwerkes von gegebenem Querschnitt bei einer gegebenen Stauhöhe herrschenden Spannungszustand zu ermitteln, muß man zunächst den Verlauf der Stromlinien kennen. Das Problem der Berechnung des Stromlinienverlaufs gehört in das Gebiet der Hydraulik und kann mit Hilfe der Forchheimerschen Theorie der Grundwasserbewegung nach isothermischen Kurvenscharen[389]) gelöst werden. Diese Theorie wird als bekannt vorausgesetzt.

Die durch das Gesetz der isothermischen Grundwasserbewegung festgelegten Stromlinien haben die Eigenschaft, daß sie sich aus wenig gekrümmten Strecken zusammensetzen, welche durch scharfe Krümmungen miteinander verbunden sind. Dieser Umstand vereinfacht die statische Untersuchung ganz wesentlich. In Fig. 62 (Einschalttafel) stellen die strichlierten Kurven die auf theoretischem Weg ermittelten Stromlinien für den Untergrund einer festen, undurchlässigen Decke dar. Die Breite der Decke beträgt $10\,m$ und die Dicke der durchlässigen Bodenschichte $T = 20\,m$. Die Sohle des Staubeckens erstreckt sich ebenso wie die talseitige Geländeoberfläche ins Unendliche. Unter diesen Voraussetzungen, sowie unter der Voraussetzung, daß sich die Durchlässigkeitsziffer des Untergrundes auf $k = 1\ cm^3\,sec^{-1}$ und die Stauhöhe auf $5\,m$ belaufe, entweichen pro Minute und pro 1 Meter Wehrlänge 640 Liter aus der oberen Haltung nach der unteren. Der Abstand der Stromlinien wurde derart gewählt, daß zwischen je zwei Stromlinien 73 l pro Minute und pro Meter Wehrlänge hindurchfließen.

Die von den Stromlinien begrenzten Flächenstreifen wurden in der Figur mit den Ziffern $1, 2, 3 \ldots n$ bezeichnet. Durch die strichlierten Kurven P_1, P_2, P_2' und P_1' wird jeder Flächenstreifen in fünf Abschnitte (n I, n II, n III usw.) geteilt, von denen jeder einzelne durch schwach gekrümmte Kurvenabschnitte begrenzt ist. Die durch die Schwerpunkte O der Streifenabschnitte hindurchgehenden (in der Figur nicht dargestellten) Stromlinien seien als Achsen der Abschnitte bezeichnet. Sie sind zwar schwach gekrümmt, können jedoch mit hinreichender Genauigkeit innerhalb der Abschnittsgrenzen durch Gerade ersetzt werden. Die Dicke der Streifenabschnitte (senkrecht zur Bildfläche gemessen) sei gleich der Einheit.

[389]) Sitzungsber. der k. k. Akademie der Wissenschaften in Wien, math.-naturw. Klasse, Abt. II *a*, 126. Bd., 4. Heft, 1917. Ein Näherungsverfahren für die Lösung des gleichen Problems wurde von Forchheimer auf S. 447 seiner Hydraulik (Teubner, 1914) mitgeteilt.

Auf die in jedem Streifenabschnitt enthaltene Bodenmasse wirken das Eigengewicht (lotrecht nach unten) und der Strömungsdruck (parallel zur Abschnittsachse). Das Eigengewicht ist durch das Produkt aus dem Rauminhalt des Streifenabschnittes und dem um den hydrostatischen Auftrieb verminderten Einheitsgewicht des Bodens gegeben. Um den Strömungsdruck zu ermitteln, berechne man zunächt aus der Abschnittslänge, dem Abschnittsquerschnitt und der durch den Abschnittsquerschnitt hindurchtretenden Wassermenge (im vorliegenden Fall 73 *l* pro Minute und pro 5 *m* Stauhöhe für $k = 1\,cm^3\,sec^{-1}$) das mittlere, im Abschnittsbereich herrschende Gefälle *i*. Dieses Gefälle gibt nach Formel 55 den Strömungsdruck pro Raumeinheit des durchströmten Bodens an. Man erhält infolgedessen den Gesamtwert des auf den Streifenabschnitt wirkenden Strömungsdruckes, indem man den Mittelwert *i* des Gefälles mit dem Rauminhalt des Abschnittes multipliziert. Eigengewicht und Strömungsdruck setzen sich zu einer Resultierenden zusammen, die ungefähr durch den Schwerpunkt *O* des Abschnittes hindurchgeht. In Fig. 62 wurden die Resultierenden der auf jeden Bodenabschnitt wirkenden Massenkräfte für Stauhöhen von $h = 7{\cdot}5$, 15 und 30 *m* durch Vektoren der Größe und Richtung nach dargestellt.

In der Zone I′ wirkt der Strömungsdruck lotrecht nach unten und in der Zone I lotrecht nach oben; er bewirkt in diesen Zonen lediglich eine scheinbare Zu- beziehungsweise Abnahme der auf den undurchströmten Boden wirkenden Massenkraft, der Schwerkraft, ohne die Richtung dieser Kraft zu beeinflussen. Je größer die Stauhöhe, desto geringer wird das scheinbare spezifische Gewicht des in der Zone I befindlichen Bodens und kann in der Nachbarschaft des talseitigen Stauwerkfußes sogar negativ werden. Die Zone I sei daher die Auftriebszone genannt. Die scheinbaren spezifischen Gewichte sind in den Streifenabschnitten dieser Zone für die Stauhöhen $h = 7{\cdot}5$, $15{\cdot}0$ und $30{\cdot}0$ mit kleinen Ziffern eingetragen.

In den Zonen II und II′ weicht die Richtung der resultierenden Massenkraft von der Lotrechten ab. Der Strömungsdruck bewirkt daher in diesen Zonen nicht bloß eine scheinbare Veränderung des spezifischen Bodengewichtes (kleine, in die Streifenabschnitte eingefügte Ziffern)[390]), sondern auch eine Ablenkung der Massenkraft aus der Lotrechten in die Richtung der Kraftlinien K_a', K_b', K_c' beziehungsweise K_a'', K_b'', K_c''. Nun betrachte man beispielsweise die Kraftlinie K_b. Unter dem Einfluß der in der Richtung dieser Linie wirkenden Massenkraft wird der Boden in der Kraftrichtung zusammengedrückt, während er sich seitlich, d. h. senkrecht zur Kraftlinie auszudehnen strebt. Eine durch die Kurve $P_1\,P_1$ hindurchgehende, senkrecht zur Bildebene verlaufende Fläche verhält sich zu der von der Kraftlinie K_b durchzogenen Bodenmasse ebenso wie der Rücken einer Stützmauer zu ihrer unter dem Einfluß der Schwerkraft stehenden Hinterfüllung. Die Zone II wird daher als Erddruckzone bezeichnet. In Fig. 63 (Kraftfeld für den Untergrund einer einfachen Spundwand) stellen die Kurven *K* die Kraftlinien dar und die Kurve $P - P' - P''$ bildet die Grenze zwischen der Erddruck- und der Auftriebszone.

Die in einem beliebigen Punkt einer Kraftlinie an diese Linie gelegte Tangente gibt die Richtung der in diesem Punkt herrschenden Hauptspannung *p* an. Nach Abschnitt 22 *c* ist in einer Sandmasse Gleichgewicht nur dann möglich, wenn sich die beiden anderen Hauptspannungen mindestens auf $\zeta_{II}\,p$ belaufen (ζ_{II} = unterer Grenzwert der Ziffer des aktiven Erddruckes). Infolgedessen übt der von der Kraftlinie durchzogene Boden auf eine parallel zur Kraftlinie verlaufende Fläche einen Seitendruck aus, der sich mindestens auf $\zeta_{II}\,p$ pro Flächeneinheit beläuft, gleichgültig, ob die Kraftlinie lotrecht, schräg oder wagrecht ist.

Man kann sich das Verhältnis zwischen der von K_b durchzogenen Bodenmasse und der Schnittfläche $P_1\,P_1$ auch auf folgende Weise zurechtlegen: Dreht man die Figur um

[390]) Der Ausdruck „spezifisches Bodengewicht" bedeutet in diesem Zusammenhang den Quotienten aus der Größe der Resultierenden der auf einen Bodenabschnitt wirkenden Kräfte und dem Rauminhalt dieses Abschnittes. Die Richtung, in der die Gewichte wirken, ist demnach nicht durch die Lotrechte, sondern durch die Tangente an die durch den Abschnitts-Schwerpunkt hindurchgehende Kraftlinie gegeben.

eine wagrechte Achse, bis die Kraftlinie K_b ungefähr lotrecht wird, so stellt $P_1 P_1$ den Rücken einer Stützwand dar; der links von $P_1 P_1$ befindliche Boden entspricht der Hinterfüllung und die durch K_b dargestellte Massenkraft der Schwerkraft. Das scheinbare spezifische Gewicht des von K_b durchzogenen Bodens ist in jedem der von der Kraftlinie durchquerten Abschnitte angegeben (die mittlere von den drei kleinen, übereinanderstehenden Ziffern). Dieses Gewicht ändert sich zwar von Punkt zu Punkt, weicht aber nur in der nächsten Nachbarschaft des Wehrkörpers erheblich vom wahren Wert (im vorliegenden Fall $\gamma = 1{\cdot}00$) ab.

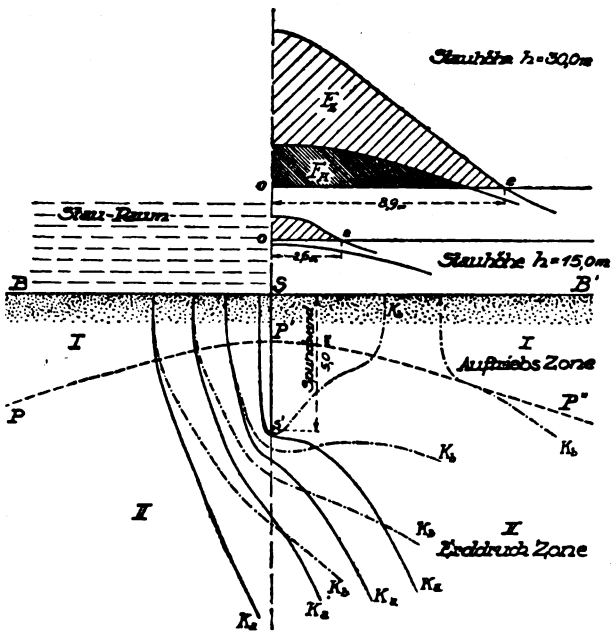


Fig. 63. Nach Terzaghi, Der Grundbruch an Stauwerken und seine Verhütung, Forchheimer-Nummer der „Wasserkraft", München Dez. 1922.

Die seitliche, d. h. senkrecht zu den Kraftlinien gerichtete Ausdehnung des in der Erddruckzone befindlichen Bodens wird durch das Gewicht der in der Auftriebszone befindlichen Bodenmassen verhindert. Falls nun dieses Gewicht an irgend einer Stelle (meistens am talseitigen Fuß des Stauwerkes) nicht hinreicht, um den in der Erddruckzone senkrecht zu den Kraftlinien wirkenden Druck zu kompensieren, so tritt an dieser Stelle die auf S. 191 als Zerrung des Sandes (seitliches, von durchgreifender Strukturänderung begleitetes Auseinanderfließen) bezeichnete Erscheinung ein. Die Zerrung hat nach S. 185 eine Zunahme des Porenvolumens zur Folge. Eine Zunahme des Porenvolumens von 40% auf 50% (Zunahme der Porenziffer von $\varepsilon = 0{\cdot}67$ auf $\varepsilon = 1{\cdot}00$, mittlere Größe der bei der Zerrung stattfindenden Auflockerung) ruft nach Fig. 22 eine Zunahme der Durchlässigkeitsziffer um rund 100% hervor, d. h. es bildet sich am Ort der Umlagerung eine Zone erhöhter Durchlässigkeit. Eine solche Zone wirkt auf den Verlauf der Stromlinien in ähnlicher Weise, wie ein Weicheisenkern auf die Kraftlinien eines magnetischen Feldes. Die Stromlinien werden nach der Stelle verminderten Strömungswiderstandes hin abgelenkt und die mit der Zusammendrängung der Stromlinien verbundene örtliche Zunahme der Strömungsgeschwindigkeit führt den Grundbruch herbei.

Die Kenntnis dieses Vorganges versetzt uns in die Lage, den theoretischen Grad der Sicherheit eines Stauwerkes gegen Grundbruch wenigstens angenähert zu ermitteln. Die vom Sickerwasser durchströmte Auftriebszone $L B P_1$ (Fig. 62 *a*) kann als Bodenkörper aufgefaßt werden, welcher die Geländeoberfläche $B L$ zur Grundfläche hat und dessen spezifisches Gewicht sich von Punkt zu Punkt, sowie mit der Stauhöhe ändert. Die spezifischen Gewichte sind in den Streifenabschnitten 1 I, 2 I, 3 I usw. der Auftriebszone für Stauhöhen von $h = 7{\cdot}5$, $15{\cdot}0$ und $30{\cdot}0\ m$ mit kleinen Ziffern eingeschrieben. Um zunächst einen Überblick über die im durchströmten Baugrund herrschenden Druckverhältnisse zu bekommen, zerlege man den Bodenkörper $B L P_1$ in lotrechte, säulenförmige Bodenelemente und ersetze jedes dieser Elemente durch ein anderes mit gleicher Grundfläche und gleichem Gesamtgewicht, jedoch mit dem Einheitsgewicht 1. Je nachdem das scheinbare Einheitsgewicht des Bodenelementes negativ oder positiv ist, trage man die Höhe des äquivalenten Bodenelementes

von der Grundfläche BL nach oben bzw. nach unten hin auf. Die Gesamtheit aller oberhalb der Grundfläche BL befindlichen äquivalenten Bodenelemente bildet das Äquivalent des nicht durch die Schwerkraft kompensierten Teiles der in der Auftriebszone wirksamen Auftriebskräfte. Der Querschnitt dieses äquivalenten Bodenkörpers ist in den Nebenfiguren der Fig. 63 durch die engschraffierten Flächen oab' (Flächeninhalt F_A) dargestellt. Sein talseitiger Rand b' bezeichnet die Stelle, an der die Summe aus Eigengewicht und Strömungsdruck in der Auftriebszone gleich Null ist. Links von dieser Stelle überwiegt der Strömungsdruck und das scheinbare spezifische Gewicht des Bodens ist negativ (Kurvenabschnitt ab' mit positiven Ordinaten), rechts von ihr überwiegt das Eigengewicht (Kurvenabschnitt $b'b$ mit negativen Ordinaten). Mit zunehmender Stauhöhe rückt der Punkt b' vom Stauwerk ab und die Höhe oa des Dreieckes oab' wird größer. Zu den Auftriebskräften gesellen sich die lotrechten Komponenten der aus dem Bereich der Erddruckzone (II) auf die unteren Enden der Körperelemente wirkenden Kräfte. Die Größe dieser Zusatzkräfte ist durch die Höhe der weitschraffierten Querschnitte der Zusatzkörper $ab'de$ gegeben (Flächeninhalt F_E). Die aus den Teilflächen oab' und $ab'de$ zusammengesetzten Flächen oed seien als Auftriebsflächen bezeichnet und ihr Flächeninhalt beläuft sich auf $F_A + F_E$. Die obere Begrenzung ab' der Teilfläche F_A wird die Auftriebskurve und die obere Begrenzung de der Auftriebsfläche die Grundbruchskurve genannt. Das Bauwerk kann nur dann als grundbruchsicher bezeichnet werden, wenn die Grundbruchskurve zur Gänze unterhalb der Abzsissenachse verläuft, d. h. wenn der Rauminhalt der äquivalenten Auflasten gleich Null ist.

Die Gleichgewichtsstörung vollzieht sich innerhalb der Erddruckzone ohne Gleitflächenbildung. Infolgedessen ging der Verfasser bei der Bestimmung der auf die Unterseite der Auftriebszone wirkenden Erddruckkräfte (äquivalente Auflast $ab'de$) vom unteren Grenzwert der Ziffer des aktiven Erddruckes (Ziffer ζ_{II}, 22. Abschnitt *c*) aus. Nachdem die Richtung der größten Hauptspannung für jeden Punkt der Erddruckzone durch den Kraftlinienverlauf gegeben ist, die Größe desselben aus den scheinbaren spezifischen Gewichten des Bodens angenähert ermittelt werden kann und der Quotient aus der kleinsten und der größten Hauptspannung in jedem Punkt des gefährdeten Bodenabschnittes gleich ζ_{II} sein muß, sind Verteilung und Größe der auf die untere Grenzfläche $P_1 P_1$ der Auftriebszone wirkenden Erddruckkräfte eindeutig bestimmt.

Bei einer Flachgründung mit einer Gründungstiefe Null (Fig. 62) schneidet die Auftriebskurve sogar bei sehr kleiner Stauhöhe ($h \doteq 0$) die Abszissenachse. Um so mehr gilt dies von der Grundbruchskurve, d. h. die Flachgründung ist für jede Stauhöhe grundbruchsgefährlich. Der Sand wird unter der Deckenkante hervorgespült und der Grundbruch erfolgt durch rückschreitende Erosion (Erosions-Grundbruch). Bei einer einfachen Spundwand (Nebenfiguren der Fig. 63) sind zwar die Ordinaten der Auftriebskurve bei mittleren Stauhöhen negativ, jene der Grundbruchskurve hingegen positiv. Unter diesen Umständen verhält sich die in der Erddruckzone befindliche Bodenmasse ebenso wie die Hinterfüllung einer Stützwand, deren oberster Teil nicht widerstandsfähig genug ist, um dem Kleinstwert des aktiven Erddruckes standzuhalten (vgl. S. 372, oben) und der Grundbruch wird nicht durch Erosion, sondern durch eine im Bereich der Erddruckzone auftretende Gefügezerrüttung eingeleitet (Erddruck-Grundbruch). Die Stauhöhe, bei welcher der Grundbruch eintritt, soll im folgenden die kritische Stauhöhe genannt werden.

i) Erosions- und Erddruck-Grundbruch. Um die beiden soeben definierten Hauptformen des Grundbruches experimentell studieren zu können, entwarf der Verfasser den Querschnitt einer typischen Flachgründung (einfache Decke, Fig. 62) und jenen einer typischen Tiefgründung (einfache Spundwand, Fig. 63). In diese Querschnitte wurden die nach der Methode der isothermischen Kurvenscharen ermittelten Stromlinien eingezeichnet. Sodann wurde das Kraftfeld graphisch dargestellt und der Bereich, innerhalb dessen der Sand beim Eintreten des Grundbruches

nennenswerte Formänderungen erleidet, durch eine Stromlinie abgegrenzt (Fig. 62, vollausgezogene Stromlinie $S\,S'\,S''$). Nach diesen Vorbereitungen ließ der Verfasser Modelle der Stauwerke anfertigen. Jedes der beiden Wehrmodelle besteht aus einem Oberbau (Staukörper), dem Gründungskörper (Decke beziehungsweise Spundwand) und dem zur Aufnahme des durchlässigen Bodens dienenden Sandkasten. Die Sohle eines jeden der Sandkästen erhielt die Form einer Zylinderfläche, welche die oben erwähnte Stromlinie zur Leitlinie hat. Innerhalb solcher Sandkästen geht die von der oberen nach der unteren Haltung gerichtete Sickerwasserströmung ebenso vor sich wie im Untergrund eines unendlich ausgedehnten Geländes.

Als Versuchsmaterial dienten lehmfreie feinkörnige, mittelkörnige und grobkörnige Strandsande, sowie ein etwas lehmhaltiger, gemischtkörniger Flußsand. Die Ergebnisse der mit den lehmfreien Sanden vorgenommenen Versuche erwiesen sich als nahezu unabhängig von der Korngröße und die pro Zeiteinheit unter dem Wehrkörper hervortretenden Wassermengen stimmten sehr zufriedenstellend mit den auf Grund der Forchheimerschen Theorie berechneten Werten überein. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß der Strömungsvorgang bei allen mit reinem Sand vorgenommenen Versuchen bis kurz vor Erreichung der kritischen Stauhöhe streng nach dem Gesetz von Darcy erfolgte, denn die Sickerwassermengen nahmen in geradem Verhältnis mit der Stauhöhe zu. Nachdem sich bereits eine geringfügige Strukturänderung bei Filterversuchen durch eine ausgiebige Änderung der Durchlässigkeitsziffer verrät, so kann man aus der eben erwähnten Tatsache schließen, daß die Bodenkörner erst beim Einsetzen der Grundbruchserscheinungen eine Umlagerung erfahren.

Bei den Versuchen mit lehmhaltigem Sand trat der Grundbruch bei viel größeren Stauhöhen ein, als nach den Ergebnissen der mit lehmfreiem Sand durchgeführten Versuche zu erwarten war. Nachdem jedoch obendrein die gemessenen Sickerwassermengen weit hinter den berechneten zurückblieben, ist anzunehmen, daß sich auf der Sohle der oberen Haltung eine aus Lehmteilchen bestehende Filterhaut bildete.

Der Erosions-Grundbruch (Grundbruch bei Flachgründung) begann stets mit der Bildung kleiner, am talseitigen Fuß des Stauwerkes hervorbrechender Einzelquellen. Im ersten Stadium der Quellenbildung tanzten die Sandkörner an den Quellpunkten auf und nieder. Bei weiterer Zunahme der Stauhöhe bildeten sich an den Quellpunkten kleine Sandhügel. Das Auftreten dieser Hügel deutet auf rückschreitendes Erodieren des Sickerwassers. Der Grundbruch erfolgte plötzlich und mit großer Gewalt, wobei sich unter dem Stauwerk eine breite Erosionsrinne mit muldenförmigem Querschnitt bildete (siehe Fig. 64, erste Einzelfigur, strichlierte Kurve).

Beim Erddruck-Grundbruch (Grundbruch bei Tiefgründung) kommt es zu keiner Quellenbildung. Sobald man sich der kritischen Stauhöhe nähert, wölbt sich die Sohle unmittelbar neben der talseitigen Kante des Stauwerkes empor; der Grundbruch erfolgt jedoch ebenso gewaltsam, wie beim Erosions-Grundbruch. Gegenstände, die vor dem Grundbruch auf der Sohle des Stauraumes in der Nachbarschaft des Stauwerkes lagerten, wurden hiebei mit dem Sand unter der Spundwand hindurchgerissen.

Um den Einfluß von Undichtigkeiten der Spundwand auf die Grundbruchsgefahr kennen zn lernen, brachte der Verfasser im ersten und zweiten Drittel der Tiefe t der Modellspundwand verschließbare Bohrungen an. Der wagrechte Abstand der Bohrlöcher belief sich auf $\frac{2}{3}\,t$ und ihr Gesamtquerschnitt auf 0·67% des Flächeninhaltes der Spundwand. Die Durchflußmenge war bei offenen Bohrungen um 14% größer und die kritische Stauhöhe um 16% kleiner als bei verschlossenen. Auch bei offenen Bohrlöchern nahm die Sickerwassermenge bis zu einer Stauhöhe von etwa $0{\cdot}9\,h_0$ in geradem Verhältnis mit der Stauhöhe zu. Kurz vor dem Eintreten des Grundbruches bildeten sich auf der Sohle der unteren Haltung, oberhalb der Bohrungen, beulenförmige Sandhügel und ihnen gegenüber, auf der Sohle der oberen Haltung, trichterförmige Vertiefungen. Der Sand wurde offenbar durch die Bohrungen hin-

durchgesogen. Der Grundbruch vollzog sich jedoch ebenso wie bei undurchbrochener Spundwand durch Hochdrängen der Bodenmassen in breiter Front.

In Fig. 64 (erste Einzelfigur) wurde das Ergebnis der mit feinkörnigem Strandsand (Verteilungskurve *d*, Fig. 1) vorgenommenen Erosions-Grundbruchversuche graphisch dargestellt. Die talseitige Kante der Decke befand sich nicht im Sohlenniveau der Haltungen, sondern 0·5 *cm* unterhalb desselben. Infolgedessen trat der Grundbruch nicht bei einer Stauhöhe Null, sondern erst bei einer Stauhöhe von 12·0 *cm* auf (Höhenlage des in der ersten Einzelfigur der Fig. 64 angedeuteten Wasserspiegels).

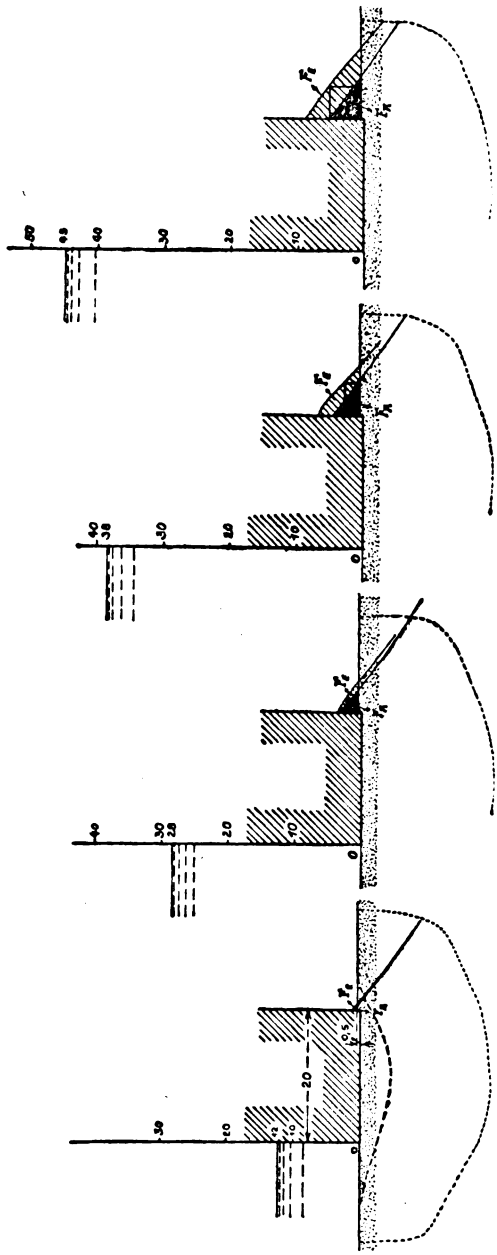


Fig. 64. Nach Terzaghi, Der Grundbruch an Stauwerken und seine Verhütung. Forchheimer-Nummer der „Wasserkraft", München, Dez. 1922.

k) Vergrößerung der kritischen Stauhöhe durch Filterbelastung. Da der Grundbruch nach Abschnitt *i* sowohl bei Deckengründung als auch bei Spundwandgründung durch das örtliche, vom Strömungsdruck verursachte Hochtreiben von Bodenmassen herbeigeführt wird, liegt es nahe, die Grundbruchsgefahr durch Belastung des über der gefährdeten Bodenzone befindlichen Geländeabschnittes herabzumindern. Die theoretischen Grundlagen des Verfahrens wurden im 17. Abschnitt entwickelt.

Wie schon erwähnt, stellen die Auftriebsflächen in den Nebenfiguren *c* bis *d* der Fig. 62 sowie in den Nebenfiguren der Fig. 63 die in der Auftriebszone des Baugrundes bei einer gegebenen Stauhöhe h' wirksamen, nicht kompensierten Auftriebskräfte sowohl der Größe als auch der Verteilung nach dar. Bei unbelasteter Geländeoberfläche ist Gleichgewicht nur dann möglich, wenn die Grundbruchskurve zur Gänze unterhalb der Abszissenachse verläuft, d. h. wenn der Flächeninhalt der Auftriebsfläche gleich Null ist. Die größte Stauhöhe, bei der diese Bedingung eben noch erfüllt ist, wurde als kritische Stauhöhe h_0 bezeichnet. Um nun die kritische Stauhöhe von h_0 auf h_1 zu vergrößern, muß man die Auftriebskräfte durch eine Auflast kompensieren, die sowohl der Größe als auch der Verteilung nach den durch die Auftriebsfläche

dargestellten Auftriebskräften gleich kommt. Die Auflast erfüllt jedoch nur dann ihren Zweck, wenn der Stromlinienverlauf durch die Anwesenheit der Last keine Änderung erfährt. Falls nämlich die Auflast wasserundurchlässig ist, drängen sich am talseitigen Lastrand die Stromlinien zusammen und die kritische Stauhöhe kann sogar anstatt einer Erhöhung eine Verminderung erfahren.

Gegen diese Behauptung könnte man einwenden, daß die undurchlässige Filterlast eine Verlängerung des Sickerweges und mit ihr eine Herabminderung der Grundbruchsgefahr bewirkt. Diese Einwendung wäre aber nur dann stichhaltig, wenn die kritische Stauhöhe lediglich von der Länge des Sickerweges abhängen würde. Das ist aber keineswegs der Fall. Die kritische Stauhöhe beläuft sich für eine feste Decke (Flachgründung) nur auf einen kleinen Bruchteil der kritischen Stauhöhe für eine Spundwandfundierung (Tiefgründung) mit gleichlangem Sickerweg. Die kritische Stauhöhe ist vielmehr durch die maximale Geschwindigkeit bestimmt, mit der das Sickerwasser in der unteren Haltung aus dem Boden tritt. Wenn eine bauliche Maßnahme eine örtliche Zusammendrängung der Stromlinien herbeiführt, so wirkt sie auch dann gefahrerhöhend, wenn durch sie der Sickerweg verlängert wurde. Diese Schlußfolgerung steht mit den Ergebnissen der mit durchlässigen und undurchlässigen Auflasten vorgenommenen Modellversuche im Einklang. Vgl. auch S. 377.

Die Auflast muß daher wesentlich durchlässiger sein als der Untergrund des Stauwerkes, ohne jedoch den Durchtritt von Bodenbestandteilen zu gestatten und ohne eine örtliche Konzentration der Stromlinien herbeizuführen. In der Sohle mancher Eisenbetonwehre System Ambursen hat man Entlastungsöffnungen angebracht, um den auf die Sohle wirkenden hydrostatischen Auftrieb zu vermindern[391]). An den Entlastungsöffnungen drängen sich die Stromfäden zusammen und die dadurch bewirkte örtliche Erhöhung der Ausströmungsgeschwindigkeit begünstigt die unterirdische Erosion. Aber auch die am Fuß mancher Stauwerke vorgesehenen Längsdrainagen bewirken eine örtliche, in diesem Fall an der Unterseite der Drains auftretende Zusammendrängung der Stromlinien. Der Verfasser schaltet daher zwischen die Geländeoberfläche und die Auflast eine aus losen Körnern bestehende Filterschicht mit ausgedehnter, ebener Unterseite ein, deren Poren von unten nach oben zu größer werden. Diese Anordnung kann zum Unterschied von der Punktdrainage (Entlastungsöffnungen) und der Liniendrainage (Längsdrains) als Flächendrainage bezeichnet werden. Der Filter bildet die Unterlage für die Auflast. Die Größe und Verteilung der zur Kompensierung der Auftriebskräfte erforderlichen Auflast ist für jede gegebene Stauhöhe durch die Größe und die Form der zu dieser Stauhöhe gehörigen Auftriebsfläche (schraffierte Flächen in den Nebenfiguren der Fig. 62 und 63) eindeutig bestimmt. Man hat die Auflast lediglich derart zu bemessen, daß der auf jedes Flächenelement ihrer Unterlage wirkende Druck mindestens dem Gewicht der zu demselben Flächenelement gehörigen, den nicht kompensierten Auftriebskräften äquivalenten Bodensäule gleichkommt[392]).

Um die Richtigkeit der Theorie zu überprüfen, brachte der Verfasser am talseitigen Fuß seiner Modell-Stauwerke durchlässige, aus feinkörnigem Bleischrott bestehende Filterlasten auf. In Fig. 64 (zweites, drittes und viertes Einzelbild) stellen die an der talseitigen Kante der Staukörper eingezeichneten Rechtecke die Querschnitte von Auflasten mit dem spezifischen Gewicht 1 dar, deren Grundflächen mit jenen der Filterlasten identisch sind und deren Gewichte den Filtergewichten gleichkommen. Die Höhenlage der hinter den Staukörpern angedeuteten Wasserspiegel gibt die Stauhöhe h_1 an, bei welcher der Grundbruch erfolgte. Die zu den Stauhöhen h_1 gehörigen, auf theoretischem Weg ermittelten

---

[391]) Siehe z. B. Querschnitt eines Eisenbetonwehres im Mohawk-Fluß bei Utica, N.-Y. Eng. Rec., 1907, II., S. 75, und Eisenbetonwehr im Shentucket-Fluß bei Scottland, Conn., Eng. Rec., 1908, II., S. 574.

[392]) Patent „Sicherung von Bauwerken gegen Grundbruch" des Verfassers. Siehe auch K. Terzaghi, Der Grundbruch an Stauwerken und seine Verhütung. Forchheimer-Nummer der „Wasserkraft", München, Dez. 1922, S. 445.

Auftriebsflächen sind in den Zeichnungen im gleichen Maßstab dargestellt wie die Querschnitte der Filterlasten und wurden durch Schraffierung hervorgehoben. Die Lastquerschnitte sind durchaus wesentlich kleiner als die Auftriebsflächen, d. h. die wahren, durch die Filterlast zu kompensierenden Auftriebskräfte sind kleiner als die theoretischen. Die Ursache dieser Tatsache liegt in dem Umstande, daß sich der Sand unterhalb der Durchbruchsstelle ebenso verspannt wie ein trockener Sand oberhalb eines nachgiebigen Bodenstreifens. Die Verspannung mußte bei der Berechnung der Auftriebskräfte notgedrungen unberücksichtigt bleiben.

Die Versuche zeigten u. a., wie wichtig es ist, die Verteilung der Filterlast den Ergebnissen der statischen Untersuchung anzugleichen. Konzentrierte man die Filterlast auf einem schmäleren Streifen, ohne ihr Gesamtgewicht zu ändern, so quoll der Boden jenseits des Filterrandes hervor; verteilte man sie hingegen über einen breiteren Streifen, so erfolgte der Durchbruch dicht neben dem Fuß des Stauwerkes. In beiden Fällen war die kritische Stauhöhe wesentlich kleiner als bei richtig verteilter Filterlast von gleichem Gewicht.

Die Bedeutung der Flächendrainage und der durch sie gewährleisteten Gleichmäßigkeit in der Verteilung der Stromlinien geht aus folgender Beobachtung hervor: Die in der vierten Einzelfigur von Fig. 64 dargestellte Filterlast bewirkte eine Erhöhung der kritischen Stauhöhe um 245%, während eine undurchlässige Last mit gleichem Grundriß und gleichem Gewicht bloß eine Zunahme von h_0 um 15% herbeiführte.

Die Ergebnisse der theoretischen Berechnung der Grundbruchsgefahr sind allerdings nur dann streng zutreffend, wenn der Untergrund des Stauwerkes vollkommen homogen ist. In der Praxis wird die Grundbruchsgefahr durch das Vorhandensein grobkörniger Zwischenlagen sowie durch die Anwesenheit offener Spundwandfugen und aufgelockerter beziehungsweise ausgewaschener Bodenmassen wesentlich erhöht. Dieser Umstand muß bei der Ermittlung des Querschnittes und der Größe der Filterlast, sowie bei der Wahl des Sicherheitskoeffizienten berücksichtigt werden.

Die meisten Grundbrüche ereignen sich bei Hochwasser, denn der Strom pflügt bei hohem Wasserstand das Strombett oberhalb des Stauwerkes auf, wobei die Durchlässigkeit zunimmt und der Sickerweg verkürzt wird. Der Verfasser bedient sich des oben angedeuteten Verfahrens der Flächendrainage und der Filterbelastung, um bei Hochwasser einen Teil des Sickerwassers nach einem Hochwasserfilter mit Sickerwasserüberlauf abzulenken. Dadurch verringert er in den gefährdeten Teilen des Untergrundes die Stromliniendichte und erhöht zugleich automatisch die Stabilität des Wehrkörpers.

Die Beschreibung von Stauwerksgründungen und von Grundbrüchen soll das Ergebnis der Probebohrungen, die Verteilungskurven der wichtigsten Bodenarten und Angaben über die relative Dichte des Untergrundes sowie über den Grad der Verschlämmung der Flußsohle enthalten. Unerläßlich sind obendrein Mitteilungen über die Art und den Erfolg der Wasserhaltung und über die beim Rammen der Spundwände gemachten Beobachtungen.

29. Abschnitt.

Der Boden als Baumaterial.

Der bei Aushubarbeiten gewonnene Boden kann zur Aufhöhung des Geländes, zur Herstellung von Dämmen und zur Hinterfüllung von Stützmauern verwendet werden. Die Tragfähigkeit des künstlich angeschütteten Erdreiches wurde bereits im 24. und 25. Abschnitt behandelt. Das Problem der Standfestigkeit der durch einseitigen Wasserdruck und durch den Strömungsdruck des Sickerwassers beanspruchten Erddämme läßt sich derzeit infolge der Lückenhaftigkeit unserer Kenntnisse der physikalischen Eigenschaften der gekrümelten und der Stückböden noch nicht systematisch behandeln. Das gleiche gilt vom Problem des Erddruckes kolloidreicher Hinterfüllungen auf Stützmauern. Das bisher vorliegende, diese beiden Probleme betreffende

Beobachtungsmaterial hat trotz seines bedeutenden Umfanges nur einen geringen Wert. Man vermißt in den veröffentlichten Berichten die zur Deutung der beschriebenen Erscheinungen unerläßlichen bodenphysikalischen Daten. Nur die Kernmaterialien hydraulisch aufgeschütteter Dämme wurden in bodenphysikalischer Hinsicht bereits etwas eingehender untersucht.

a) Hydraulisch aufgeschüttete Dämme. (Hydraulic Fill Dams). Das hydraulische Bodengewinnungs- und Aufschüttungsverfahren wird in den Vereinigten Staaten wegen seiner technischen und wirtschaftlichen Vorzüge schon seit zwei Jahrzehnten zur Herstellung von Staudämmen, Eisenbahndämmen und zur Ausfüllung von Bodensenken benützt. Ein auf hydraulischem Weg aufgeschüttetes, kolloidarmes oder kolloidfreies Bodenmaterial hat in der Regel eine wesentlich größere relative Dichte als eine Trockenschüttung mit gleicher Beschaffenheit und erleidet daher unter dem Einfluß örtlicher Belastung verhältnismäßig geringfügige Zusammendrückungen.

Bei der hydraulischen Herstellung von Staudämmen leitet man zumeist den durch Druckwasserstrahlen in Brei verwandelten Boden in zwei parallel zur Dammachse angeordnete Gerinne und läßt das Gemenge aus den Gerinnen durch Auslaßöffnungen auf die Baustelle stürzen. Das grobkörnigste Material häuft sich unterhalb der Zuleitungsgerinne wallartig an. Zwischen den Wällen bildet sich ein langgestreckter Tümpel, in dem sich das mit den feineren Bodenbestandteilen vermengte Wasser ansammelt. Die feinsten (kolloidalen) Teilchen bleiben in Suspension und entweichen als Trübe mit dem durch die grobkörnigen Leitdämme hindurchströmenden Sickerwasser nach dem Vorgelände. Die mittelfeinen Bodenbestandteile (Schluff und Mo) setzen sich im Kerntümpel ab und bilden den wasserdichten Kern des Dammes.

Die Verdichtung des Kernes erfolgt unter dem Einfluß des Eigengewichtes der Bodenmassen und geht wegen der geringen Durchlässigkeit des Kernmateriales nur langsam vor sich. Im Porenwasser eines frischgebildeten Kernes herrscht ebenso wie im Porenwasser der Schlammschichte Fig. 30, hydrostatischer Überdruck und es liegt die Gefahr vor, daß die halbflüssige Kernmasse die widerstandsfähigeren Außenschichten des Dammes durchbricht. Katastrophen dieser Art haben das Spülverfahren vielfach in Mißkredit gebracht und die amerikanischen Ingenieure bemühen sich derzeit, durch Erforschung der physikalischen Ursachen des Ausbrechens hydraulisch aufgeschütteter Dämme das Gefahrmoment klarzulegen und auszuschalten.

b) Die Korngröße des Kernmateriales. Allen Hazen[393]) hat das Kernmaterial einer größeren Anzahl hydraulisch aufgeschütteter Dämme untersucht und gefunden, daß die Kernproben untereinander hinsichtlich der Korngröße überraschend

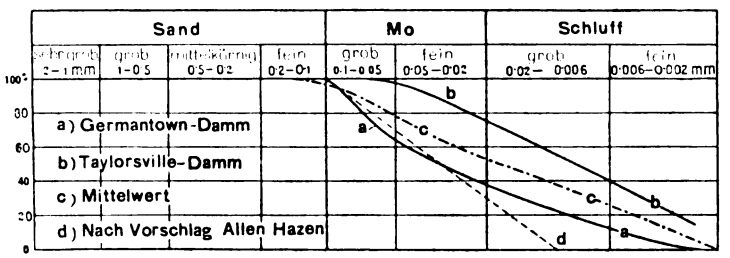


Fig. 65.

ähnlich sind. Die untere Grenze des Korndurchmessers betrug 0·001 bis 0·002 *mm*, in einigen Fällen 0·003 *mm*. Der wirksame Korndurchmesser belief sich im Mittel auf etwa 0·002 *mm* und entspricht nach Fig. 1 der Grenze zwischen Schluff und Kolloid-

[393]) Hydraulic Fill Dams. Pap. a. Disc., Am. Soc., April 1920, S. 529.

schlamm. Ch. H. Paul[394]) veröffentlichte die Ergebnisse der mechanischen Analyse von insgesamt 22 Materialproben, die den Kernen von fünf hydraulisch aufgeschütteten Dämmen des Miami Conservancy District, Ohio, entnommen wurden. Die Resultate der Analysen sind auszugsweise in Fig. 65 enthalten. Die Kurven *a* und *b* stellen die Verteilungskurven der gröbsten und der feinkörnigsten Kernproben, die strichpunktierte Kurve die mittlere Verteilungskurve der Bodenproben dar. Die wirksame Korngröße liegt zwischen den Grenzen 0·002 und 0·005 *mm* und beträgt im Durchschnitt 0·003 *mm*. Das Kernmaterial muß daher als ein nahezu kolloidschlammfreies, aus gleichen Teilen Schluff und Mo bestehendes Gemenge bezeichnet werden und seine Verteilungskurve ähnelt jener des Löß (Fig. 1, Kurve *e*).

c) Die Verdichtung des Kernes und der Einfluß der Kornform auf den Verlauf des Verdichtungsvorganges. Die Verdichtung des Kernes erfolgt unter dem Einfluß des Eigengewichtes, zu dem sich noch das Gewicht des im Kerntümpel aufgespeicherten Wassers gesellt. Nach Allen Hazen[395]) hat das frisch sedimentierte Kornmaterial ein Porenvolumen von 70% (Porenziffer $\varepsilon = 2{\cdot}33$) und geht im Laufe eines Zeitraumes von einigen Monaten bis zu drei Jahren auf etwa 50% ($\varepsilon = 1{\cdot}00$) herunter. Die Porenziffer eines aus Schlamm V (Tabelle 19 und Verteilungskurve V, Fig. 1, wirksame Korngröße 0·0017 *mm*) bestehenden Sedimentes beläuft sich nach erfolgtem Ausgleich der hydrodynamischen Spannungen bei einem Druck Null, d. h. nahe der Oberfläche auf etwa 1·2. Unter dem Einfluß eines Flächendruckes von 0·2 beziehungsweise 0·4, 0·6 und 1·0 *kg* pro cm^2 nimmt die Porenziffer dieses Schlammes nach Fig. 14*b* auf 0·98 beziehungsweise 0·88, 0·82 und 0·76 ab. Vergleicht man diese Ziffern mit den von Allen Hazen veröffentlichten Daten und berücksichtigt obendrein den Umstand, daß der wirksame Korndurchmesser der Kernmassen von der gleichen Größenordnung war, wie jener des Schlammes V, so kommt man zu dem Schluß, daß sich die von A. Hazen untersuchten Kerne trotz ihres Alters noch im Zustand fortschreitender Verdichtung befanden.

Die Verdichtung der fünf durch Ch. H. Paul untersuchten Dammkerne[396]) vollzog sich hingegen verhältnismäßig rasch. Dies geht aus folgenden Tatsachen hervor: Am Huffman-Damm wurde der Kern bis auf eine Tiefe von 7·8 *m* unter Kronenhöhe steil abgegraben. Das Wasser stand hinter dem Damm in einer Höhe von 4·8 *m* über dem Niveau des Fußes der Steilböschung. Die tiefstgelegenen Teile der angeschütteten Kernmasse hatten ein Alter von fünf Monaten und die höchstgelegenen ein solches von zwei Wochen. Selbst die letzteren waren bereits so fest, daß sie beschritten werden konnten und der Steilhang bedurfte keiner Abstützung durch Zimmerung. Die Zusammensetzung des Kernmateriales wird angenähert durch die strichpunktierte Verteilungskurve *c*, Fig. 65, dargestellt. Am Lockington-Damm wurde das Kerninnere unbeabsichtigterweise bloßgelegt. Als die Anschüttung dieses Dammes bis zu einer Höhe von 3·6 *m* unter Kronenhöhe gediehen war, überflutete der Kerntümpel seine Umrandung und riß eine Erosionsrinne in die Dammböschung, durch die der Kern bis zu einer Tiefe von 9 *m* unter Kronenhöhe bloßgelegt wurde. Am Englewood-Damm ereignete sich ein ähnlicher Durchbruch. In beiden Fällen blieb das Kernmaterial mit nahezu senkrechter Böschung drei bis vier Wochen lang stehen[397]).

[394]) Core studies in the hydraulic-fill dams of the Miami Conservancy District. Pap. a. Disc., Am. Soc., March 1922, S. 453.

[395]) Siehe Fußnote 393.

[396]) Siehe Fußnote 394.

[397]) Die Standfestigkeit der angeschnittenen Kernmasse ist auf die Oberflächenspannung des Wassers zurückzuführen. Sobald man die Masse anschneidet, hat sie die Tendenz zu schwellen (elastische Ausdehnung), wird jedoch durch die Oberflächenspannung des Wassers daran verhindert; der im Porenwasser herrschende hydrostatische Druck wird negativ und ein hydrostatischer Unterdruck wirkt nach Formel 136 reibungserhöhend. Die Abnahme des Unterdruckes geht infolge der geringen Durchlässigkeit des Materiales auch dann nur langsam vor sich, wenn sich die Schnittfläche unter Wasser befindet (vgl. 21. Abschnitt *e*). Wenn man z. B. eine aus Ton I bestehende, mit Wasser bedeckte Sedimentschichte nach erfolgtem Ausgleich der hydrodynamischen Spannungen

Aus dem Kern des Lockington-Dammes wurden fünf Proben entnommen. Der Wassergehalt dieser Proben betrug 21·8 bis 22·6% ($\varepsilon \doteq 0{\cdot}59$ bis 0·61). Der am Englewood-Damm durch Auswaschung bloßgelegte Teil des Kernes war im Maximum einen Monat alt. Trotzdem belief sich sein Wassergehalt bloß auf etwa 24% ($\varepsilon \doteq 0{\cdot}62$).

Der Unterschied zwischen den wirksamen Korndurchmessern der von Allen Hazen und der von Ch. Paul untersuchten Kernproben war gering (0·002 gegen 0·003 *mm*). Nachdem die Verdichtung der von den beiden Ingenieuren studierten Dämme trotzdem mit sehr verschiedener Geschwindigkeit vor sich ging, vermutet der Verfasser, daß die Form der Bodenkörner, aus denen sich die Kerne dieser Dämme zusammensetzen, verschieden sei. Nach Formel 52 ist nämlich die Durchlässigkeit eines aus derben Körnern zusammengesetzten Bodens etwa 100 mal so groß wie die eines Bodens mit vorwiegend schuppenförmigen Bestandteilen und mit gleicher wirksamer Korngröße. Die Verdichtung eines derbkörnigen Kernes müßte daher bei gegebenem Dammquerschnitt und gegebener wirksamer Korngröße hundertmal so rasch erfolgen wie die eines schuppenreichen Kernes. Damit würde sich der Gegensatz zwischen den von A. Hazen und den von Ch. H. Paul veröffentlichten Angaben zwanglos aufklären.

A. Hazen schlägt vor, die wirksame Korngröße des Kernmateriales mit 0·01 *mm* zu bemessen. Da jedoch das Verhalten des Kernmateriales nach obigem in hohem Maß von der Kornform abhängen dürfte, wird es sich wahrscheinlich als angezeigter erweisen, bloß die Grenzen bindend festzulegen, innerhalb welcher die wirksame Korngröße liegen soll (etwa 0·003 *mm* für derbkörnige und 0·01 *mm* für schuppige Aggregate), und bei der Wahl des wirksamen Korndurchmessers den Schuppengehalt des Kernmateriales zu berücksichtigen. Um verläßlichere Anhaltspunkte für die Beurteilung der Qualität des Kernmateriales zu bekommen, müßte man im Laboratorium die Kernproben verschiedener Dämme auf ihre Korngröße, Kornform und Durchlässigkeit prüfen und die Ergebnisse mit den beim Bau der Dämme beobachteten Erscheinungen in Beziehung bringen.

Das Entweichen des überschüssigen Porenwassers erfolgt sowohl nach A. Hazen als auch nach Ch. H. Paul vornehmlich in aufsteigender Richtung. Paul hat beobachtet, daß aus dem Boden des Kerntümpels zahlreiche kleine Quellen hervorbrachen, wogegen der seitliche Wasseraustritt verhältnismäßig geringfügig war. Im vorgeschrittenen Stadium des Verdichtungsvorganges dürfte nach der Ansicht des Verfassers auch die an der landseitigen Böschung des Dammes einsetzende Oberflächenverdunstung bei der Entwässerung des Damminnern eine Rolle spielen.

Eine kolloidarme Bodenmasse mit ungespanntem Porenwasser, die sich lediglich unter dem Einfluß ihres Eigengewichtes verdichtet hat, schwillt bei der Berührung mit Wasser nur wenig. Dies wurde bereits von J. D. Schuyler[398]) hervorgehoben. Falls die Verdunstung nach erfolgter Eigengewichtsverdichtung eine nennenswerte zusätzliche Verdichtung der Kernmasse herbeiführt, so sollte der Wassergehalt des Kernes nach erfolgtem Eintritt des stationären Zustandes von der Wasser- nach der Landseite hin etwas abnehmen.

d) Die Druckverhältnisse im Kern. Das Problem der Berechnung der im Inneren eines Dammes mit trapezförmigem Querschnitt herrschenden Druckverteilung wurde bisher noch nicht einmal im Rahmen der auf dem Hookeschen Gesetz fußenden

---

trocken legt und senkrecht abgräbt, so wäre die Steilböschung wegen $\sigma_d = 1{\cdot}24\, p_k$ (Druckfestigkeit für die plastische Konsistenzform, Tabelle 26) sogar im Falle einer Verdopplung des spezifischen Gewichtes der Masse bestandfähig. Der Zusammenbruch des Steilhanges würde erst im Laufe der Zeit, nach vorhergegangener Zerklüftung der Bodenmasse, eintreten. Unter diesen Umständen erscheint die Standfestigkeit der halbverfestigten, jedoch lediglich durch das Eigengewicht beanspruchten Kernmasse nicht überraschend.

[398]) Reservoirs for irrigation, water power and domestic water supply, 2nd ed. New York 1909. Mr. Schuyler hat die ersten größeren, hydraulisch aufgeschütteten Dämme gebaut und durch seine rastlose Tätigkeit dem Spülverfahren zu der ihm gebührenden Anerkennung verholfen.

Festigkeitslehre gelöst. Um so weniger kann man hoffen, auf theoretischem Weg Aufschluß über den wahren Spannungszustand eines Erddammes zu bekommen, denn das Dammschüttungsmaterial gehorcht nicht dem Hookeschen Gesetz; obendrein ist der Elastizitätsmodul einer losen Masse nach Hauptstück III eine Funktion des Druckes, unter dem die Masse steht und ändert sich demnach von Punkt zu Punkt. Es ist zwar anzunehmen, daß im Kern des Dammes der Ruhedruck, in den randlichen Teilen der Bodenmasse hingegen ein Mittelding zwischen dem Ruhedruck und dem Gleitdruck herrscht, aber berechnen lassen sich diese Drücke nicht.

In einem hydraulisch aufgeschütteten Damm sind die Spannungsverhältnisse noch komplizierter, als in einem trocken geschütteten Erddamm, weil im Porenwasser des Dammkernes ein bedeutender hydrostatischer Überdruck herrscht, dessen Intensität mit der Zeit abnimmt. Der Überdruck bewirkt nach Formel 136 eine Herabminderung des Widerstandes der inneren Reibung. Infolgedessen muß auch der Quotient aus dem Seitendruck und dem Bodendruck im Anfangsstadium des Verdichtungsvorganges wesentlich größer sein als nach erfolgtem Ausgleich der hydrodynamischen Spannungen (vgl. Einfluß der Belastungsgeschwindigkeit auf die Tragfähigkeit des Tones, S. 249). Während des Baues ist die Kernmasse halbflüssig und ihr Seitendruck wird durch den Widerstand der grobkörnigen Leitdämme aufgenommen. Mit zunehmender Verdichtung des Kernmateriales wird auch der Quotient aus Seitendruck und Bodendruck kleiner und nähert sich einem Grenzwert, dessen Größe von der Ziffer der statischen inneren Reibung des Kernmateriales abhängt. Für eine ausgedehnte, nach obenhin wagrecht begrenzte Schlammschichte (Fig. 30) ist dieser Grenzwert gleich der Ziffer des Ruhedruckes, nachdem der Schlamm an seitlicher Ausdehnung vollkommen verhindert ist. Der Kern eines hydraulisch aufgeschütteten Dammes preßt hingegen auf nachgiebige Bodenmassen. Infolgedessen dürfte der mittlere, im Kernbereich herrschende Seitendruck etwas kleiner sein als der Ruhedruck.

Ch. H. Paul[399]) beobachtete mit Hilfe von Goldbeck-Zellen die Änderungen, die der Quotient aus Seitendruck und Bodendruck im Laufe des Verdichtungsprozesses an verschiedenen Stellen der Kernmasse erfährt. Die Goldbeck-Zelle[400]) besteht aus einer flachen, mit einem starren Boden versehenen Metallbüchse mit einem Durchmesser von 14 *cm*. Der Deckel der Büchse wird durch eine bewegliche Metallplatte gebildet und stützt sich auf einen im Inneren der Büchse befindlichen Metallknopf. Durch Boden, Knopf und Deckel fließt der elektrische Strom einer Trockenbatterie. Die Zellen werden während des Dammbaues in die Kernmasse eingebettet. Man mißt den vom Kernmaterial auf den Zellendeckel ausgeübten Druck, indem man den im Inneren der Zelle herrschenden Luftdruck durch Einpumpen von Luft so lange steigert, bis sich der Deckel von seiner Stütze abhebt. Sobald die Entfernung zwischen Deckel und Stütze einen Grenzwert von etwa 0·0025 *mm*[401]) überschreitet, wird der Strom, der bis dahin durch die Stütze in den Deckel floß, unterbrochen und ein in den Stromkreis eingeschaltetes Glühlicht erlischt. Der in diesem Augenblick im Zelleninneren herrschende Luftdruck gibt den von der Bodenmasse auf den Zellendeckel ausgeübten Druck an.

Die zur Messung des Seitendruckes bestimmten Zellen waren lotrecht übereinander angeordnet und ihr Abstand belief sich auf je 3 *m*. Die am Englewood-Damm vorgenommenen Beobachtungen erstreckten sich vom 10. September 1919 bis zum 20. Mai 1920. Sie zeigten, daß der Wert des im Kern herrschenden Seitendruckes schon im Laufe der ersten Wochen unter den Wert des ihm zugeordneten Bodendruckes herabsank und nach Ablauf einiger Monate seinen unteren Grenzwert erreichte. Letzterer belief sich auf 67% bis 50% des Bodendruckes. Am Taylorsville-Damm ging der Seitendruck im Laufe der Monate sogar unter die Hälfte des Bodendruckes herunter. Mit solchen Differenzen muß man rechnen, denn der Wert des Quotienten aus Seitendruck und Bodendruck hängt

[399]) Siehe Fußnote 394.

[400]) Eng. News-Rec., 1918 (I), S. 758.

[401]) Ch. H. Paul, Core studies . . . Pap. a. Disc., Am. Soc., March 1922, S. 460. Auf S. 455 derselben Abhandlung heißt es allerdings 0·001″ (= 0·025 *mm*).

nicht bloß vom Ort, an dem die Zelle eingebaut wurde, sondern auch von der Beschaffenheit des Kernmateriales ab. Die Versuche waren mit einigen Schwierigkeiten verbunden, da sich die Kernmasse im Laufe des Verdichtungsvorganges unregelmäßig setzte, wobei die aus den Zellen nach der Dammkrone führenden Rohrleitungen verbogen oder beschädigt wurden.

Durch die soeben aufgezählten Pionnierarbeiten der amerikanischen Ingenieure wurde die Behandlung des Problemes der hydraulischen Dammaufschüttung in gesunde Bahnen gelenkt. Es wäre nur noch zu wünschen, daß auch die mikroskopische und die bodenphysikalische Untersuchung der Kernproben (Bestimmung der Kornform sowie die Feststellung der Beziehungen zwischen Druck, Porenziffer und Durchlässigkeitsziffer nach Fig. 14 und 22) in den Rahmen der Versuchsprogramme aufgenommen werde.

e) Der Erddruck auf Stützmauern mit vorwiegend sandiger, kolloidarmer Hinterfüllung. Der Erddruck des Sandes auf massive Stützmauern wurde im 26. Abschnitt behandelt. Auch der Einfluß, den die Nachgiebigkeit des Baugrundes auf die Größe des Erddruckes hat, ist dem Leser bereits bekannt (26. Abschnitt *g*). Bei der Erörterung dieses Einflusses wurde festgestellt, daß eine nach dem herkömmlichen Verfahren gegen den bei der ersten Gleitung herrschenden aktiven Erddruck dimensionierte, auf starrem Untergrund ruhende Mauer zwar stabil ist, daß sie jedoch am luftseitigen Rand ihrer Grundfläche eine größere Kantenpressung erfahren dürfte, als die Theorie angibt (26. Abschnitt *g*, S. 319).

Biegsame Bohlwerke, deren oberer Rand nach hinten verankert ist, stehen zweifellos unter einem geringeren Druck als die Rückseiten gleich hoher, massiver Stützmauern, denn der Sand verspannt sich beim Nachgeben einer biegsamen Wand zwischen dem stützenden Fuß und der unnachgiebigen Oberkante ebenso, wie er dies oberhalb einer nachgiebigen Bodenklappe tut. Ähnliche Verspannungserscheinungen treten auch in der biegsamen Holzverschalung der Seitenwände einer Baugrube auf, soferne bloß die obersten Teile der Baugrubenseiten gegeneinander verstempelt sind. Durch die Verspannung wird der nachgiebige Mittelteil der Wände entlastet und die Drücke konzentrieren sich auf die Umgebung der Stützpunkte. Die Größe und Verteilung des auf die biegsamen Wände wirkenden Erddruckes läßt sich nur auf experimentellem Weg ermitteln (Berechnung der Größe und Verteilung des Seitendruckes aus der durch Deflektometer-Beobachtung festgestellten elastischen Linie oder direkte Messung der in der Nachbarschaft der Wand herrschenden Drücke mit Hilfe von Goldbeck-Zellen). Bei der Deutung der Versuchsergebnisse hat man jedoch zu beachten, daß die Druckverteilung und der Grad der Entlastung vom Grad der Nachgiebigkeit der Wand abhängt (vgl. 23. Abschnitt *a*, S. 210). Eine vollkommen starre Wand mit unverschieblichem Oberrand wird durch den vollen Ruhedruck beansprucht. Theoretisch lassen sich die Entlastungserscheinungen nicht behandeln und das experimentelle Studium derselben erfüllt nur dann seinen Zweck, wenn es uns Aufschluß über die Beziehung gibt, die bei gegebener Wandhöhe zwischen der Durchbiegung und der Verteilung des Erddruckes besteht.

f) Der aktive Erddruck der lehmigen Böden und der Tone. Kolloidarme oder kolloidfreie, mit Grus und Steinen vermengte Verwitterungsböden verhalten sich in statischer Hinsicht ähnlich wie der kohäsionslose Sand, und der von ihnen ausgeübte aktive Erddruck kann mit Hilfe des Coulombschen Prinzipes berechnet werden. Im Laufe der Zeit verfestigt sich der Boden und bekommt eine gewisse Kohäsion, bleibt jedoch durchlässig und scheint bei mäßiger Durchfeuchtung nur wenig oder gar nicht zu schwellen.

Eine aus fetten Lehm- oder Tonbrocken bestehende Hinterfüllung ist hingegen bedenklich. Die Bodenstücke schwellen beim Durchsickern des Regenwassers; der Wechsel zwischen Durchfeuchtung und Austrocknung erzeugt in der Hinterfüllung eine langsame, dem Gekrieche (Tabelle 56, Gruppe I) vergleichbare Formänderung,

und die Mauer wird im Laufe der Jahre aus ihrer ursprünglichen Lage herausgedrückt.

Der Verfasser beobachtet schon seit mehreren Jahren eine drei Meter hohe, mit Terra-rossa-Brocken hinterfüllte Stützmauer, deren Krone pro Jahr eine Verschiebung um 3 bis 4 *mm* erleidet. Eine andere, etwas niedrigere Mauer kam so rasch aus dem Lot, daß es notwendig erschien, sie durch eine stärkere und tiefer fundierte Mauer zu ersetzen. Nach erfolgter Demolierung der Mauer blieb die Hinterfüllung mit nahezu lotrechter Böschung ohne Pölzung stehen. Diese Erscheinung bringt den statisch unbestimmten Charakter des Systemes Stützmauer-Hinterfüllung besonders klar zum Ausdruck. Die Bewegungen der neuen Mauer sind unmerklich. In der Hinterfüllung einer dritten Mauer bildeten sich 4 bis 5 *cm* weite Erdrisse und die Mauer ging nach einem heftigen Regenguß ein. Der Unfall konnte auf den vom Spaltenwasser ausgeübten hydrostatischen Druck zurückgeführt werden. Auch in diesem Fall erwies sich die Hinterfüllung der Mauer als bemerkenswert standfest. Der Rand der Steilböschung, die sich nach dem Einsturz der Mauer gebildet hatte, war durch alte Alleebäume belastet. Die Bäume wurden durch Seile nach hinten verankert und die Böschung konnte während des Baues der Ersatzstützmauer unverkleidet bleiben.

Aus den oben angeführten Beispielen geht hervor, daß eine aus Lehm- oder Tonbrocken zusammengesetzte Hinterfüllung im Falle einer Demolierung der Stützmauer wochenlang mit steiler Böschung stehen bleiben kann. Eine derart beschaffene Hinterfüllung kann unmöglich einen nennenswerten aktiven Erddruck ausüben, und der Druck, durch den die Mauer aus ihrer Lage gepreßt wird, scheint auch in der Tat nichts mit dem aktiven Erddruck der Erddrucktheorie gemeinsam zu haben. Der Verfasser zieht aus den von ihm beobachteten Erscheinungen den Schluß, daß dieser Druck durch das Schwellen der Außenschichten der Bodenklumpen herbeigeführt wird, aus denen die Hinterfüllung besteht. Wenn das vom Boden aufgesaugte Wasser im Laufe einer Trockenperiode teilweise verdunstet, wird auch der von der Hinterfüllung ausgeübte Schwelldruck wieder gleich Null. Beim Austrocknen werden jedoch die Klumpen kleiner; die schrumpfende Masse setzt sich, und nachdem die Setzungsbewegungen irreversibel sind, preßt die Hinterfüllung die Mauer in der nächsten Regenperiode wieder um einen kleinen Betrag nach außen. Wie erwähnt, läßt sich die durch den Wechsel des Wassergehaltes hervorgerufene Kleinbewegung des Hinterfüllungsgefüges mit dem Gekrieche vergleichen. Infolgedessen bezeichnet der Verfasser den auf die Stützmauer wirkenden Seitendruck als Gekriechedruck. Für die Beurteilung der Größe des Gekriechedruckes liegen derzeit noch gar keine Anhaltspunkte vor, und bei seiner Erforschung wird man sich der Goldbeckschen Zellen oder ähnlich wirkender Meßvorrichtungen bedienen müssen.

Hinterfüllt man eine Stützmauer mit nassem, tonreichem Baggergut, so hat man bei der Einschätzung des vom Baggergut ausgeübten Seitendruckes mit dem Umstand zu rechnen, daß die statische innere Reibung durch den im Porenwasser des Baggergutes herrschenden hydrostatischen Überdruck fast zur Gänze ausgeschaltet ist und erst nach erfolgtem Ausgleich der hydrodynamischen Spannungen zur Geltung kommt. Der Seitendruck, unter dem die Mauer unmittelbar nach erfolgter Einbringung der Hinterfüllung steht, ist in jedem Punkt des Mauerrückens nur um weniges kleiner als der in der Höhe dieses Punktes herrschende Bodendruck, d. h. die Hinterfüllung übt beinahe denselben Seitendruck aus, wie eine Flüssigkeit mit gleichem spezifischem Gewicht.

Beim Bau einer Schleuse im Hafen von New Orleans, La.,[402]) wurden die Stützmauern mit einem durch Saugbagger gewonnenen Schlammboden hinterfüllt. Das spezifische Gewicht des auf ursprünglicher Lagerstätte befindlichen Schlammes belief sich auf 1·60. Zwei Jahre nach erfolgter Ausbaggerung und Einfüllung betrug es in einer Tiefe von 3·3 *m* unterhalb der Oberfläche der Deponie 1·49. Nimmt man für das spezifische Gewicht der Trockensubstanz des Schlammes den Wert 2·66 an, so erhält man für die

[402]) Nach Henry Goldman. Trans. Am. Soc., Vol. 86 (1923), S. 1553–1560.

Porenvoluminae die Werte $n = 0{\cdot}64$ beziehungsweise $0{\cdot}70$ und für die Porenziffern $\varepsilon = 1{\cdot}77$ beziehungsweise $2{\cdot}38$[403]). Um einen Begriff von der Größe des Seitendruckes zu bekommen, dem die Stützmauer zu widerstehen hat, füllte man einen Holzkasten (Grundfläche 61×61 *cm* und Höhe 180 *cm*) mit Baggergut und berechnete den vom Baggergut ausgeübten Seitendruck aus den Durchbiegungen einer in die Vorderwand des Kastens eingebauten Metallplatte. Unmittelbar nach der Einbringung belief sich das Einheitsgewicht des Baggergutes auf $1{\cdot}36$ ($n = 0{\cdot}78$ und $\varepsilon = 3{\cdot}6$) und der Seitendruck auf $1{\cdot}16$ *kg* pro *cm*². (Quotient ζ aus Seitendruck und Bodendruck $= 0{\cdot}852$). Das Material hatte die Konsistenz einer zähen Flüssigkeit. Im Laufe von vier Monaten nahm der Wert des Quotienten ζ von $0{\cdot}852$ auf $0{\cdot}302$ ab. Solange die Bodenmasse noch ziemlich flüssig war, wurde sie vor der Ablesung der Meßplattenausbiegung mit einer Stange umgerührt. Durch diese Maßnahme wollte man eine innere Verspannung des Füllmateriales und die damit verbundene Entlastung der nachgiebigen Platte verhindern.

Nach jedem Versuch machte man die Ausbiegung der Platte mit Hilfe einer Windenvorrichtung wieder rückgängig. Die Oberfläche der Kastenfüllung wurde während des Setzungsvorganges durch Nachschütten von Baggergut auf gleicher Höhe erhalten. Mit zunehmender Verfestigung wuchs auch der Widerstand des Materiales gegen Umrühren, und es ist sehr wahrscheinlich, daß die entlastende Wirkung der inneren Verspannung im vorgeschrittenen Stadium des Verdichtungsvorganges trotz des Umstechens wenigstens teilweise zur Geltung kam. Selbstverständlich vergingen in diesem Stadium stets einige Tage, bevor die Durchbiegung der vom Spindeldruck der Winden befreiten Meßplatte ihren Maximalwert erreichte.

Es wäre gewagt, aus den Versuchsergebnissen einen Schluß auf die statische innere Reibung des Versuchsmateriales zu ziehen, denn der auf die Meßplatte wirkende Seitendruck wurde nach erfolgtem Ausgleich der hydrodynamischen Spannungen, d. h. nach eingetretener Verfestigung des Kasteninhaltes nicht bloß durch die innere Verspannung, sondern auch durch den auf die Kastenfüllung wirkenden Kapillardruck in unberechenbarer Weise beeinflußt. Die Schlammoberfläche war zwar während der Versuche mit Segeltuch abgedeckt. Nachdem jedoch die Versuche im Hochsommer am 30. Breitegrad vorgenommen wurden, war es unvermeidlich, daß ein Teil des Porenwassers des Baggergutes verdunstete[404]). Die Verdunstung erzeugt nach Abschnitt 14 *a* im Porenwasser des Tones einen hydrostatischen Unterdruck und der Unterdruck bewirkt nach Formel 136 eine Zunahme des Widerstandes der inneren Reibung. Wertvoll ist nur der Aufschluß, den die Versuche über die Größe des im ersten Stadium des Verdichtungsvorganges wirksamen Seitendruckes lieferten, denn im ersten Stadium konnten weder die Verspannung noch der Kapillardruck in störendem Maß zur Geltung gekommen sein.

g) Verkleidungs- und Futtermauern. Bei der Dimensionierung der Verkleidungs- und der Futtermauern ist man ebenso wie bei der Einschätzung der Größe des Gekriechedruckes gänzlich auf die Erfahrung angewiesen. Die Erdbaumechanik

---

[403]) An dieser Stelle sei bemerkt, daß die über das Verhalten toniger oder schlammiger Massen veröffentlichten Berichte in der Regel weder eine Angabe über das spezifische Gewicht der Trockensubstanz, noch eine solche über die Konsistenzgrenzen des Materiales enthalten. Man kann sich daher bestenfalls eine hypothetische Vorstellung von der Konsistenz der in den Berichten erwähnten Böden bilden. Der Goldmansche Bericht enthält folgende Hinweise: Das Baggergut war rahmartig (creamy consistency) und die zwei Jahre alte Hinterfüllung (spez. Gewicht $1{\cdot}48$) hatte die Konsistenz der Butter (in New-Orleans ist die Butter zweifellos sehr weich; aber es gibt auch steife Abarten). Zwei Wochen nach erfolgter Füllung des Schlammkastens sank eine Stange mit einem Querschnitt von 5 *cm*² unter dem Einfluß eines Druckes von $2{\cdot}3$ *kg* mit großer Geschwindigkeit durch die $1{\cdot}8$ *m* dicke Schlammschichte bis auf den Boden des Kastens. Derartige Andeutungen sind wenig befriedigend und es wäre dringend zu wünschen, daß sich die Autoren bei der Beschreibung der Konsistenz der Böden der in Tabelle 7 mitgeteilten, vom Gutdünken des Beobachters unabhängigen Atterbergschen Bezeichnungsweise bedienten.

[404]) Goldman erwähnt, daß der Kasteninhalt zwei Wochen nach Versuchsbeginn (am 14. Juni 1921) an den Kastenwänden, am Kastenboden und an der Oberfläche merklich steifer war als in der Kastenmitte. Aus diesem Umstand kann man mit Sicherheit schließen, daß der Schlamm einen Teil seines Porenwassers durch Verdunstung eingebüßt hat.

liefert bloß die zur planmäßigen Verarbeitung der Erfahrungstatsachen nötigen Anhaltspunkte.

Um eine Grundlage für die rationelle Dimensionierung dieser Mauertypen zu schaffen, müßte man die Querschnitte einer größeren Anzahl erfolgreicher und einer Anzahl von eingegangenen Mauern zeichnerisch darstellen und die Bilder durch ausführliche, nach Tabelle 52 verfaßte Beschreibungen der von den Mauern abgestützten Böden erläutern.

Besonders lückenhaft ist unsere Kenntnis von den Beanspruchungen, welche die Futtermauern in Lehm- und Tongebieten erfahren. Es kommt nur selten vor, daß eine ungenügend dimensionierte, durch den Seitendruck einer Lehm- oder Tonschichte beanspruchte Futtermauer bald nach ihrer Herstellung eingeht. Der Unfall bereitet sich in der Regel monate- oder jahrelang durch die Bildung von Erdrissen und durch fortschreitende Zerklüftung der abgestützten Bodenmasse vor. Beim Zusammenbruch der Hinterfüllung ist die statische Reibung zum größten Teil ausgeschaltet (22. Abschnitt *e*) und die Bodenbewegung erfolgt mit solcher Gewalt, daß auch eine gegen den aktiven Erddruck kohäsionslosen Sandes dimensionierte Stützmauer dem Seitenschub der gleitenden Bodenmasse nicht standhalten könnte. Unmittelbar nach der Herstellung der Mauer beläuft sich der auf sie wirkende Erddruck beinahe auf Null und nimmt im Augenblick der Katastrophe spontan einen außerordentlich großen, auf theoretischem Weg nicht ermittelbaren Wert an. Die Aufgabe der Futtermauern besteht demnach vornehmlich darin, die Bildung von Erdrissen und die mit ihr verbundene Zerklüftung des abgestützten Geländeabschnittes zu verhindern.

Die Erdrisse werden durch die Zugspannungen vorbereitet, die beim Anschneiden des Geländes in der oberen Bodenschichte auftreten, und durch den Wechsel zwischen Durchfeuchtung und Austrocknung verursacht. Die Größe der Zugspannungen kann durch abschnittsweise Vornahme der Aushubarbeiten und des Stützmauerbaues herabgemindert werden. Um die schädliche Wirkung des Wechsels zwischen trockener und feuchter Jahreszeit auf ein Minimum zu reduzieren, muß man für eine rasche Abfuhr des Regenwassers sorgen, das auf den hinter der Mauerkrone befindlichen Geländeabschnitt niederfällt und den Mauerfuß so tief in den Boden einbinden, daß er keine nennenswerte wagrechte Verschiebung erleiden kann. Die Bemessung des Mauerquerschnittes kann nur auf Grund empirischer Regeln erfolgen. Bei der Beschreibung von Futtermauereinstürzen hat man nach den im 27. Abschnitt *i* dargelegten Gesichtspunkten zu verfahren. Falls die Standfestigkeit einer bereits bestehenden Mauer zweifelhaft erscheint, empfiehlt es sich, die Bewegung der Mauer zu verfolgen und die Verstärkungsarbeiten schon beim Auftreten der ersten Erdrisse in Angriff zu nehmen.

Bei der Abstützung alter Rutschmassen hat man in erster Linie für eine ausgiebige Entwässerung des abzustützenden Geländeabschnittes zu sorgen.

h) Schlußwort. Aus der Vielseitigkeit des Inhaltes der vorangegangenen Untersuchungen geht hervor, daß die Erdbaumechanik eine recht umfangreiche Wissenschaft zu werden verspricht und jene Leser, in denen der Titel „Erdbaumechanik" die Hoffnung auf einfache und endgültige Lösungen erweckt hat, sind zweifellos enttäuscht. Man bedenke jedoch, daß viele, verhältnismäßig einfache Probleme der auf dem Hookeschen Gesetz fußenden Festigkeitslehre bis heute noch nicht gelöst wurden. Umsoweniger kann man erwarten, daß sich die verwickelten Erddruckerscheinungen, deren Träger nicht dem Hookeschen Gesetz gehorcht, in einfache Formeln bringen lassen und es wäre unnatürlich, wenn man die schwierigen Aufgaben der Erdbaumechanik mit einem geringeren Arbeitsaufwand lösen könnte, wie die einfachen Probleme des Eisen- und Eisenbetonbaues.

Die bei der Lösung der Erdbauprobleme zu leistende Arbeit besteht hauptsächlich in der Vornahme gewissenhafter Probebohrungen und physikalischer Bodenuntersuchungen, in der Durchführung von Belastungsproben, sowie in der wissenschaftlichen Deutung der Beobachtungsergebnisse. Sobald man einmal die praktische Bedeutung

dieser Vorarbeiten klar erkannt hat, kann man sich der Einsicht nicht verschließen, daß die Bodenuntersuchung bei Tiefbauarbeiten mindestens ebenso wichtig ist, wie die topographische Geländeaufnahme und die statische Berechnung des Bauwerkes, und daß die Normalisierung der Untersuchungsmethoden zu den Forderungen des Tages gehört. Nachdem es im Interesse des Staates liegt, eine Vergeudung von Volksvermögen zu verhindern, sollte auch der Staat die sachgemäße Durchführung der erdbautechnischen Vorarbeiten ebenso kategorisch fordern, wie die Befolgung der Bauvorschriften und die heranwachsende Generation schon an den technischen Hochschulen zu erdbautechnischen Beobachtungen anleiten lassen. Nicht umsonst nannte die Am. Soc. of Civil Engineers den Ausbau der Erdbaumechanik ein „Problem von nationaler Bedeutung". Aber auch der Unternehmer kann bei der Vertiefung unserer erdbaumechanischen Einsicht nur gewinnen, denn die so häufigen, unvorhergesehenen Terrainschwierigkeiten bilden eine unerschöpfliche Quelle von Reibungen und von Rechtsstreitigkeiten. Die nächsten Ziele der erdbaumechanischen Forschung wurden schon auf Seite 5 gekennzeichnet: Normalisierung der Untersuchungsmethoden und planmäßige Verarbeitung der auf den Baustellen gesammelten Erfahrungen.

Anhang.

A. Das Wiegnersche Schlämmverfahren. Während der Drucklegung wurde der Verfasser durch Herrn Prof. V. Pollack in Wien auf eine sinnreiche, durch Herrn Prof. Dr. G. Wiegner in Zürich ausgearbeitete Methode der Schlämmanalyse aufmerksam gemacht. Das Wiegnersche Verfahren ist in vieler Hinsicht den älteren Methoden derart überlegen, daß eine kurze Besprechung desselben unerläßlich ist.

Der Wiegnersche Schlämmapparat[1]) besteht aus einem gläsernen, unten verschlossenen Fallrohr mit einer Länge von 120 *cm* und einem Durchmesser von 5 *cm*. In einer Höhe von etwa 26 *cm* über dem Boden des Fallrohres mündet in das letztere ein gläsernes Meßrohr mit einem Durchmesser von etwa 1·2 *cm*, dessen Achse zur Fallrohrachse parallel ist. Die Verbindung zwischen den beiden Röhren kann durch einen oberhalb der Abzweigstelle in das Meßrohr eingebauten gläsernen Hahn verschlossen werden. Die obersten Abschnitte der beiden Röhren sind mit Millimeterteilungen versehen. Um die Schlämmanalyse vorzunehmen, schließt man den Hahn, gießt die Aufschlämmung in das Fallrohr, füllt obendrein das Meßrohr mit destilliertem Wasser, so daß die Wasserspiegel in beiden Röhren ungefähr auf gleicher Höhe stehen, verstopft die offenen Enden beider Röhren mit Gummipfropfen und schüttelt den Apparat ausgiebig. Sodann hängt man ihn auf, entkorkt die Röhren und öffnet den Verbindungshahn, so daß die beiden Röhren miteinander kommunizieren. Die im Fallrohr niedersinkenden Teilchen üben auf die von ihnen durchsunkene Wassersäule einen Druck aus, der sich in einem vom Fallrohrspiegel nach unten hin zunehmenden hydrostatischen Überdruck äußert und das Wasser im Meßrohr in die Höhe treibt. Die Spiegeldifferenz h zwischen Meß- und Fallrohr ist ein Maß für den in der Wassersäule in der Höhe der Abzweigstelle herrschenden Überdruck und dieser Überdruck wächst in geradem Verhältnis mit dem Gewicht der oberhalb des Abzweigquerschnittes schwebenden Bodenteilchen. Im Zeitpunkt $t = 0$, das heißt unmittelbar nach erfolgtem Aufschütteln des Apparates, kann die Suspension als homogen betrachtet werden und das Trockengewicht der in diesem Augenblick oberhalb der Abzweigstelle befindlichen Bodenteilchen sei mit P_0 bezeichnet. Im gleichen Zeitpunkt setzt der Sedimentierungsvorgang ein, wobei die Bodenteilchen durch den Abzweigquerschnitt hindurch in den unterhalb der Abzweigstelle befindlichen Sammelraum sinken; das Gewicht P des aufgeschlämmten Bodens nimmt ab und mit ihm auch die Spiegeldifferenz h. Nun liest man in Zeitintervallen von je einigen Minuten die Höhendifferenz h zwischen Meßrohr- und Fallrohrspiegel ab und kann mit Hilfe der so erhaltenen Daten eine Kurve zeichnen, deren Ordinaten die Spiegeldifferenzen h als Funktion der Zeit darstellen. Diese Kurve bildet die Grundlage für die Ermittlung der Verteilungskurve (Fig. 1) des aufgeschlämmten Bodens.

Um das Gewicht des Bodenteiles ΔP zu bestimmen, dessen Körner kleiner sind als d_1 und größer als d_2, berechne man zunächst mit Hilfe der Formel von

[1]) G. Wiegner, Über eine neue Methode der Schlämmanalyse. Zentralblatt für die gesamte Landwirtschaft. Bd. I (1920), Nr. 1. Autorreferat über landwirtschaftliche Versuchsstationen, Bd, 91 (1918) S. 41–79.

Stokes (130) die den Korndurchmessern d_1 und d_2 entsprechenden Sinkgeschwindigkeiten v_1 und v_2. Es bedeuten ferner:

H die Höhendifferenz zwischen der Abzweigstelle des Meßrohres und dem Wasserspiegel im Fallrohr;

P_1 und P_2 das Trockengewicht jener Teile der Bodenmenge P_0, deren Korndurchmesser kleiner sind als d_1 beziehungsweise d_2;

$t_1 = \frac{H}{v_1}$ und $t_2 = \frac{H}{v_2}$ die Zeit, innerhalb welcher Bodenkörner mit den Durchmessern d_1 und d_2 die Strecke H durchsinken;

h_0, h_1 und h_2 die in den Zeitpunkten $t = 0$, t_1 und t_2 zwischen den Wasserspiegeln im Meßrohr und im Fallrohr bestehende Spiegeldifferenz;

dP das Gesamtgewicht einer Fraktion, deren Korndurchmesser $d\,(d_1 > d > d_2)$ sich nur um einen unendlich kleinen Betrag voneinander unterscheiden, und

v die Sinkgeschwindigkeit der Teilchen dieser Fraktion.

Da die Fraktion dP im Zeitpunkt $t = 0$ gleichmäßig über den Fallrohrabschnitt H verteilt war und jedes Teilchen dieser Fraktion im Laufe des Zeitraumes t nach unten gesunken ist, beläuft sich der im Zeitpunkt t oberhalb des Meßrohransatzes befindliche Teil der Fraktion auf

$$dP\left(1 - \frac{v\,t}{H}\right)$$

Die Spiegeldifferenzen h ändern sich in geradem Verhältnis mit dem Gewicht P der oberhalb des Abzweigquerschnittes schwebenden Bodenmasse. Es gilt demnach

$$h = c\,P$$

worin c eine Konstante bedeutet. Für den Zeitpunkt $t = 0$ ist $h = h_0$ und $P = P_0$, daher $c = \frac{h_0}{P_0}$. Im Zeitpunkt t_1 sind wegen $t_1 = \frac{H}{v_1}$ bereits alle Fraktionen ausgefallen, deren Korndurchmesser größer ist als d_1. Es gilt daher

$$\left.\begin{aligned} &\text{für } t = t_1 \quad h_1 = c\,P_1 = h_0\frac{P_1}{P_0} = \frac{h_0}{P_0}\int^{d_1}\left(1 - \frac{v\,t_1}{H}\right)\,dP = \frac{h_0}{P_0}\left[P_1 - \frac{t_1}{H}\int^{d_1} v\,dP\right] \\ &\text{für } t = t_2 \quad h_2 = c\,P_2 = h_0\frac{P_2}{P_0} = \frac{h_0}{P_0}\int^{d_2}\left(1 - \frac{v\,t_2}{H}\right)\,dP = \frac{h_0}{P_0}\left[P_2 - \frac{t_2}{H}\int^{d_2} v\,dP\right] \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Die Integration ist über sämtliche Fraktionen auszudehnen, deren Korndurchmesser kleiner ist als d_1 beziehungsweise d_2. In dem auf den Zeitpunkt t_1 folgenden Zeitelement dt sinkt von jeder Fraktion, deren Korndurchmesser kleiner ist als d_1, die Menge $\frac{dP}{H}\,v\,dt$ durch den Abzweigquerschnitt nach unten. Infolgedessen nimmt die Spiegeldifferenz h_1 im gleichen Zeitelement um

$$dh = c\int^{d_1}\frac{dP}{H}\,v\,dt = \frac{h_0}{P_0}\int^{d_1}\frac{dP}{H}\,v\,dt = \frac{h_0\,dt}{H\,P_0}\int^{d_1} v\,dP$$

ab. Hieraus

$$\int^{d_1} v\,dP = \frac{H\,P_0}{h_0}\left[\frac{dh}{dt}\right]_{t=t_1}$$

Führt man diesen Wert in die Gleichung 1 ein, und schafft die Werte P_1 beziehungsweise P_2 auf die linke Seite, so erhält man

$$P_1 = P_0\left\{\frac{h_1}{h_0} + \frac{t_1}{h_0}\left[\frac{dh}{dt}\right]_{t=t_1}\right\}$$

und

$$P_2 = P_0 \left\{ \frac{h_2}{h_0} + \frac{t_2}{h_0} \left[\frac{dh}{dt} \right]_{t=t_2} \right\}$$

und durch Subtraktion der beiden Gleichungen

$$\Delta P = P_1 - P_2 = \frac{P_0}{h_0} \left[(h_1 - h_2) + \left(t_1 \frac{dh_1}{dt} - t_2 \frac{dh_2}{dt} \right) \right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Mit Hilfe der Formel 2 kann man den Wert ΔP der Fraktion auch auf graphischem Weg ermitteln. Man trägt in einem Koordinatensystem die Zeiten als Abszissen, die Werte h als Ordinaten auf und wählt den Ordinatenmaßstab derart, daß die Ordinate h_0 (Spiegeldifferenz für $t = 0$) zugleich das Gewicht P_0 angibt. Sodann berechnet man mit Hilfe der Formel von Stokes die Werte v_1 und v_2. Durch v_1 und v_2 sind auch die Werte t_1 und t_2 bestimmt. Nun legt man an die h-Kurve zwei Tangenten, deren Berührungspunkte die Abszissen $t = t_1$ beziehungsweise $t = t_2$ haben. Diese Tangenten schneiden auf der Ordinatenachse Strecken mit den Längen $h_1 + t_1 \frac{dh_1}{dt}$ bzw. $h_2 + t_2 \frac{dh_2}{dt}$ ab. Da die Größen h_0 und P_0 in der Zeichnung identisch sind, stellt die Differenz zwischen den beiden Abschnitten bereits den gesuchten Wert ΔP im Maßstab der Zeichnung dar. Dieses graphische Verfahren wurde bereits von H. Gessner veröffentlicht[2]).

Ersetzt man in der Formel 2 die Werte dh durch Δh und dt durch Δt, so erhält man einen Ausdruck, mit dessen Hilfe die Fraktion $\Delta P = P_1 - P_2$ auf rechnerischem Weg ermittelt werden kann. Die Einzelheiten des Rechenverfahrens, sowie die zur Korrektur der Beobachtungsfehler dienenden Methoden können aus den Wiegnerschen Originalabhandlungen entnommen werden.

Über die Vorbehandlung des Bodens teilte Herr Prof. Wiegner dem Verfasser im Dezember 1923 brieflich folgendes mit: „Wir haben darüber längere Versuche angestellt, die demnächst von meinem Schüler René Gallay publiziert werden. Wir haben beständiges Schütteln mit Reiben (nach Beam) und mit Kochen (1 Stunde am Rückflußkühler) verglichen. Es kommt nach diesen noch nicht veröffentlichten Versuchen vollständig auf den Elektrolytgehalt des Bodens an. Wenn die Bodenprobe vollkommen elektrolytfrei ist, was wir dadurch erreichen, daß wir sie tagelang mit destilliertem Wasser durch eine Pukallkerze hindurch auswaschen, dann dispergiert das Kochen am besten. Ist der Boden nicht ausgewaschen, dann befördert das Kochen die Koagulation. Dann wirkt das Schütteln vor allem mit Ammoniak besser.... Im Apparat verwenden wir jetzt meistens 60 g Boden zur Fallanalyse. Die Bodenmenge beeinflußt die Zerteilung im Apparat nicht, wenn der Boden ausgewaschen ist. (Diese Bemerkung ist besonders wichtig, denn sie besagt das Gegenteil von dem, was man erwartet. Die im Fallrohr befindliche Wassersäule wird von den verschiedenen Fraktionen mit sehr verschiedener Geschwindigkeit durchsunken. Infolgedessen sollte die mittlere Sinkgeschwindigkeit der kleinsten Körner unter dem Einfluß der unvermeidlichen Zusammenstöße mit den gröberen Körnern eine Vergrößerung und jene der gröbsten Teile eine Verminderung erfahren, deren Ausmaß mit der Konzentration der Suspension zunimmt. Anm. des Verfassers.) Bei kleinen Elektrolytmengen treten Koagulationen ein, die mit der Bodenmenge variieren."

Der einzige Übelstand des Verfahrens besteht in der Schwierigkeit, die Höhendifferenz zwischen Meßrohr- und Fallrohrspiegel mit der nötigen Schärfe zu messen. Diese Schwierigkeit hatte jedoch Herr Gessner[2]) dadurch überwunden, daß er das Absinken des Meniskus der Wassersäule im Meßrohr auf einem fortlaufenden, um eine Achse rotierenden Film photographiert. Die Drehung wird durch ein Uhrwerk erzeugt.

---

[2]) H. Gessner, Der verbesserte Wiegnersche Schlämmapparat. Mitteilungen aus dem Gebiet der Lebensmitteluntersuchung und Hygiene, Bd. 13 (1922), S. 238—243.

Es wäre sehr zu wünschen, daß der verbesserte Wiegnersche Apparat von einer mechanischen Werkstätte in eine marktfähige Form gebracht werde, denn das Wiegnersche Verfahren scheint alle anderen bisher üblichen Methoden an Einfachheit, Präzision und Geschwindigkeit zu übertreffen. Falls jedes größere Institut über einen Wiegnerschen Apparat verfügte, wäre auch die Möglichkeit gegeben, jährlich eine große Anzahl erdbautechnisch bemerkenswerte Bodenarten zu analysieren und auf diese Weise wertvolle Beiträge zur technischen Bodenkunde zu leisten.

B. Arbeiten der geotechnischen Kommission der kgl. schwedischen Staatsbahnen. Auch von diesen Arbeiten erfuhr der Verfasser erst in letzter Stunde, durch eine Mitteilung des Herrn Professors Wolmar Fellenius in Stockholm. Am 29. Dezember 1913 ernannte die Direktion der kgl. schwedischen Staatseisenbahnen eine geotechnische Kommission zur Lösung folgender Aufgaben: Geologische Untersuchung der von Erdrutschungen bedrohten Strecken des Eisenbahnnetzes, Überprüfung des Stabilitätsgrades der rutschgefährlichen Geländeabschnitte und Ausarbeitung von Vorschlägen für die Sicherung der Linien. Seit 1918 bestand die Kommission aus den Herren Professor Wolmar Fellenius (Obmann), Dr. L. von Post (Staatsgeologen) und Zivilingenieur John Olsson (Eisenbahnsachverständigem). Letzterer war zugleich Sekretär und Leiter der laufenden Feld- und Laboratoriumsarbeiten.

Die Kommission arbeitete an der Lösung ihrer Aufgabe acht Jahre lang (1914 bis 1922) und die wichtigsten Ergebnisse wurden in einem Generalbericht zusammengefaßt (Statens Järnvägars Geotekniska Kommission 1914—1922. Slutbetänkande avgivet till kungl. Järnvägsstyrelsen den 31 Maj 1922. 180 S. Quartformat, 103 Abb. im Text und 42 Tafeln.) Der Bericht ist durch außerordentlich klare und übersichtliche graphische Darstellungen der beobachteten Erdbewegungen ausgezeichnet. Die Querprofile enthalten nebst den rein geologischen Daten die Ergebnisse der bei den Probebohrungen vorgenommenen Zähigkeitsbestimmungen, so daß der Außenstehende nicht bloß eine Vorstellung von den im Untergrund enthaltenen Bodenarten, sondern auch von der Konsistenz derselben bekommt. Auf diese Weise wurden die zur Beurteilung der Stabilitätsverhältnisse so maßgebenden bodenphysikalischen Faktoren eindeutig und übersichtlich zur Darstellung gebracht. Bemerkenswert ist auch das Verfahren, die bei Erdbewegungen auftretenden relativen Höhenänderungen des Geländes durch einen auf die ursprüngliche Geländeoberfläche bezogenen Höhenschichtenplan wiederzugeben.

Die Untersuchungen erstreckten sich auf mehr als 300 Geländeabschnitte, von denen 70 als rutschgefährlich befunden wurden. Die vom Ausschuß ausgearbeiteten technischen Vorschläge betrafen die Sicherungsmaßnahmen für insgesamt 56 Streckenkilometer. Die Gesichtspunkte, von denen sich die Kommission bei ihren Untersuchungen leiten ließ, decken sich im großen Ganzen mit jenen, die der Verfasser in der Einleitung (S. 4 bis 6) niedergelegt hat. Die Bestrebungen des Ausschusses richteten sich vornehmlich auf die planmäßige Verarbeitung eines möglichst reichhaltigen Erfahrungsmateriales und auf den Ausbau der Methoden zur Identifizierung der Bodensorten.

Die bei den Erdrutschungen längs der schwedischen Eisenbahnen in Betracht kommenden Bodenarten anorganischen Ursprungs wurden in ungesichtete Massen (Moränen), in gesichtete (Schotter 2 bis 20 *mm*, Sand < 2 *mm*, Schluff und Ton) eingeteilt. Die Feldarbeiten umfaßten hauptsächlich die Vornahme von Probebohrungen, die Durchführung der topographischen Geländeaufnahme und die Beobachtung von Bodenbewegungen. Das Bohrzeug bestand aus einem einfachen Stangenbohrer (Auger). Die Konsistenz des Bodens wurde nach der Kraft beurteilt, die erforderlich ist, um den Bohrer in den Boden einzupressen. Falls der Bohrer nicht unter dem Einfluß des Eigengewichtes eindrang, belastete man ihn stufenweise mit 5, 15, 25, 50, 75 und 100 *kg*. Zur Ausübung von Druckkräften von mehr als 100 *kg* dienten Winden-

vorrichtungen. Die Entnahme der Bodenproben erfolgte mit Hilfe besonderer, im Bericht beschriebener Hilfswerkzeuge. Die zur Beobachtung der Bodenbewegungen dienenden Fixpunkte bestanden aus Eisenröhren, deren unteres, in einer Tiefe von 1 bis 1½ *m* befindliches Ende in einem Betonblock eingebettet war. Langsame und andauernde Bodenbewegungen konstatierte man durch Messung der Relativverschiebungen zwischen dem oberen Ende einer in den unbewegten Untergrund eingetriebenen Eisenstange und dem oberen Rand eines Eisenrohres, das die Stange hülsenartig umgab.

Die Laboratoriumsarbeiten umfaßten vornehmlich die experimentelle Bestimmung des Wassergehaltes und der Konsistenz der Bodenproben, sowie der mittleren Korngröße derselben. Der Konsistenzgrad wurde nach der Tiefe beurteilt, bis zu der ein Metallkegel von bestimmtem Gewicht beim Niederfallen aus einer bestimmten Höhe in die abgeebnete Oberfläche der Bodenprobe eindringt. Den mittleren Korndurchmesser schätzte man indirekt, aus dem Wassergehalt und der Festigkeit der Bodenproben, ein. Die eben angedeuteten bodenphysikalischen Untersuchungsmethoden werden wohl mit zunehmender Vertiefung unserer Einsicht in die Physik der körnigen Massen noch einige Veränderungen erfahren müssen.

Bei seinen Stabilitätsberechnungen ging der Ausschuß von der Annahme aus, daß sich die Gleitungen im Boden nach zylindrischen Gleitflächen vollziehen. Das Verfahren macht keinen Anspruch auf Genauigkeit, sondern es soll lediglich Anhaltspunkte für die Beurteilung des Einflusses der maßgebenden Faktoren Reibung und Kohäsion, sowie eine Grundlage für den Vergleich zwischen der Stabilität des zu untersuchenden Geländes und der Stabilität jener Geländeabschnitte liefern, deren Eigenschaften bereits bekannt sind. Die Methode gleicht ihrem Wesen nach dem vom Verfasser befolgten Verfahren des Ersetzens der wahren Vorgänge durch Vergleichsvorgänge (vgl. S. 240).

Zusammenfassend sei gesagt, daß die Veröffentlichung des schwedischen Berichtes als eine wichtige Etappe in der kurzen Geschichte der erdbautechnischen Forschung bezeichnet werden muß und daß die Bedeutung des Berichtes weit über den Rahmen seines Programmes hinausgeht. Die erdbautechnische Forschung ist in erster Linie eine Frage der Organisation, der Normalisierung der Untersuchungsmethoden sowie des Verfahrens der graphischen Darstellung der Beobachtungsergebnisse, und die geotechnische Kommission hat auf diesen Gebieten eine Pionnierleistung vollbracht.

Alphabetisches Sachverzeichnis.

Abrutschprisma 192.
Absatzgeschwindigkeit, Einfluß der — auf den Spannungszustand des Porenwassers 150, 170.
Adiabatische Zustandsänderung des Tones 145, 156, 161.
Adsorbierbare Stoffe, Einfluß der — auf die Konsistenz des Tones 37.
Adsorption, positive und negative 36.
Adsorptionsgleichgewicht 36.
Adsorptionsverbindung 37.
Aktiver Erddruck, Definition des — 191.
Aktive Flüssigkeiten 43, 44.
Aktivitätsgrad der Schmiermittel 44, 45 (Tab.).
Allen Hazen, Formel von 117.
Ambursen, Eisenbetondämme System 376.
Antischmiermittel, Wasser als 44, 59, 349.
Anfangsreibung s. Nullreibung.
Arbeitsaufwand beim raschen Zusammendrücken einer Tonschicht 263.
Auftriebskurve (Stauwerke) 373.
Auftriebszone (Stauwerke) 371.
Ausrollgrenze = untere Plastizitätsgrenze 22.

Baggergut als Hinterfüllungsmaterial 383.
Beklemé, Rutschungen in 199.
Belastungsgeschwindigkeit, Einfluß der — auf die Druckfestigkeit eines Tonzylinders 249.
—, — — — auf den Verlauf der Senkungslinie der Last 248, 259, 260.
—, — — — auf die Tragfähigkeit tonreicher Böden 251, 254.
Bergstürze 355.
Berstungsfließung 354.
Beschreibung der Böden, Verfahren zur 336.
Bettungsziffer, Beziehungen zwischen der — und dem Durchmesser der Lastfläche 235, 237, 257, Tab. 43 (zu S. 272).
—, Definition der 234.
—, Unabhängigkeit der — der Sande vom Durchmesser der Lastfläche 237.
—, Werte der — der Sande und des angeschütteten Erdreiches 238 (Tab.), 239.
Bewegungsfreiheit, geringe — der Sandkörner 11, 89, 185, 345.
—, — — — — als Ursache der Gleitflächenbildung im Sand 195.
Bindevermögen des Tones 20, 21 (Tab.).
Bodenbeanspruchung, zulässige 235, 358 (Tab.), 359 (Tab.), 360 (Tab.), 361 (Tab.).
—, —: Einschätzung der — — 365.
Bodenbeanspruchung, zulässige: Statistik über die — — in amerikanischen Städten 360, 361 (Tab.).
Bodengekrieche 356.
Bodenklappen, Bierbaumersche Formeln für den Druck auf 205, 207.
—, Druck des Sandes auf 203.
—, Engessersche Theorie für den Druck des Sandes auf 204.
—, Forchheimersche Theorie für den Druck des Sandes auf 203, 207.
Bodenkörner, Gestalt der 7.
Bodenverdrängung durch Auftrieb 232, 248, 270.
— — Verdichtung 233, 248, 270.
Bodenzudrang nach tiefen Baugruben 342.
Böschungswinkel, natürlicher 2, 193, 305.
—, Verschiedenheit zwischen dem natürlichen — und dem Winkel des inneren Gleitwiderstandes 2, 303, 305.
Bohrung, Spannungsverteilung in der Umgebung einer 212.
Brownsche Bewegung 32, 40.
Brüchigkeitsziffer des Bodens 77, 78 (Tab.).
Bruttokontaktfläche 50, 60.
Boussinesq, Formeln von 223.

Coulombsches Prinzip 303, 314, 320, 324, 327.

Darcy, Gesetz von 112.
— Grenzen der Gültigkeit des Gesetzes von 127.
— Gültigkeit des Gesetzes von — für die halbfeste Konsistenzform 161.
Dehnung, Begriff der bezogenen — für Böden 76.
Delta-Ablagerung 177.
— —, Spannungsverteilung im Inneren einer 181.
Dichte, Einfluß der relativen — auf die Gewinnungsfestigkeit 338.
—, — — — — — — Tragfähigkeit der Sandschüttungen 239.
—, relative 12.
—, relative — der bindigen Böden 23.
Dickflüssigkeit, Grenze der, s. Fließgrenze.
Dielektrizitätskonstante 31.
Dispersionsmittel 31.
Dispersitätsgrad 31.
Dörrsche Theorie der Tragfähigkeit der Pfähle 264.

Druckäquivalent der Konsistenzgrenzen 185.
Druckerhöhung, zeitlicher Verlauf der verdichtenden Wirkung einer 140, 153.
Druckfestigkeit der Böden als Funktion des Innendruckes und der inneren Reibung 109.
— der Tonwürfel des Am. Found. Comm. 74.
Druckfestigkeit, Abhängigkeit der — der Tonwürfel von der Herstellungsart 26 (Tab.), 73.
— von Papierzylindern mit Sandfüllung 224.
Druckverhältnisse im Kern hydraulisch aufgeschütteter Dämme 380.
Durchfeuchtung, Einfluß der — auf die Bewegungsgeschwindigkeit von Rutschmassen 355.
—, Thermodynamisches Gleichnis für die — einer Tonschichte 150.
—, zeitlicher Verlauf der — nach erfolgter Überflutung der Tonoberfläche 169.
Durchlässigkeit des gewachsenen Bodens 340, 341 (Tab.).
Durchlässigkeitsziffer, Abhängigkeit der — des Sandes vom Porenvolumen 117.
— Berechnung der — des Tones aus dem Verlauf des Ausgleiches der hydrodynamischen Spannungen 116, 156.
—, Berechnung der — des Tones aus der Zunahme der Zusammendrückungen bei konstantem Druck 116, 155.
—, Beziehungen der — der Tone zum Druck 126.
—, Definition der 111.
—, Definition der reduzierten 120.
— des Sandes, Methoden zur experimentellen Bestimmung der 112.
— des Tones, direkte Methode zur Bestimmung der 112.
— — —, indirekte Methode zur Bestimmung der 116, 155, 156.
Dynamischer Verdrängungswiderstand des Erdreiches 263.

Eindringungswiderstand des angeschütteten Erdreiches 288.
— des festgelagerten Sandes und Schotters 288.
— des locker gelagerten Sandes 285.
— des Schlammes mit ungespanntem Porenwasser 295.
— des Tones mit gleichmäßig gespanntem Porenwasser 290.
— des wasserdurchtränkten Feinsandes 287.
—, dynamischer 266.
—, statischer 276.
Einrütteln des Rammgrundes durch rasch aufeinanderfolgende Rammschläge 285, 287.
—, verdichtende Wirkung des 12, 89.
Einschnittsrutschungen im homogenen Ton 197, 352.
Einschnittsrutschungen im Lehmgebiet 352.
Einzelkornstruktur 10.
— zweiter Ordnung 10.
Elastische Nachwirkung im Boden 76, 81.
— — in festen Körpern 75.
Elastizität, physikalische Ursache der — des Bodens 101.
Elastizitätsgrad des Bodens 78 (Tab.), 79.
Elastizitätsmodul, Abnahme des — der Tonwürfel mit zunehmender Belastung 76, 107.
— des bindigen Bodens bei unbehinderter Seitenausdehnung 75, 76.
— — — — — verhinderter Seitenausdehnung 85.
Elastizitätsmodul des Sandes bei verhinderter Seitenausdehnung 90.
Erddruck auf Stützwände 302
— der Ruhe auf Stützwände bei wagrecht begrenzter Hinterfüllung 314.
— — — — — — überhöhter Hinterfüllung.
— — — — — — dickflüssigen Schlammes auf Stützmauern 383.
—, Richtung des — auf Stützwände 313.
Erddruckgrundbruch (Stauwerke) 373.
Erddruckzone (Stauwerke) 371.
Erdgletscher 355.
Erosionsgrundbruch (Stauwerke) 373.

Fällungsvermögen, molekulares 32.
Fangdammfüllung, Strömung des Wassers durch eine tonreiche 146.
Fehlgründungen, Ursachen der 358 (Tab.), 359 (Tab.).
Feilenbrüche 349.
Feinbewegung der Bodenkörner bei elastischer Ausdehnung des Bodens 102.
— — — vor Überschreitung des Schwellenwertes im Sand 57.
— — — — — — — — — Ton 61.
Festigkeit, Abhängigkeit der — der Bodenwürfel von der Herstellungsart 26 (Tab.), 73.
— der Böden 25.
—, rückwirkende — der Böden 25.
— von Lehmgemengen 26.
Festigkeitseigenschaften der Böden 67.
— — —, verglichen mit jenen der Metalle 109, 110 (Tab.).
— des Sandes verglichen mit jenen des Betons 109.
—, Übereinstimmung zwischen den — der Bodenwürfel und jenen der festen Körper 76.
Festigkeitsgrenze nach Atterberg 27.
Festigkeitsversuche des Am. Found Comm. 73.
Festigkeitszahl 25.
Festigkeitsziffern, Beziehungen der — zum Innendruck 106.
Feuchtigkeitsgrad des Sandes 15.
Filterlast 375, 377.
Firstdruck im Stollen 203, 208.
— — — als statisch unbestimmte Größe 210.
Flächendrainage zum Unterschied von der Punkt- und der Liniendrainage 376.
Fließen des Tones 191.
Fließgrenze 22.
— physikalische Bedeutung der 186.
Flockenbildung durch Ausfällung 32.
Flockenstruktur 10.
Formänderung, Unfähigkeit des Sandes zu kontinuierlicher 185.
Formänderungsprozeß, zeitlicher Verlauf des — nach A. A. Michelson 75.
Frostgrenze, Lage der 16.
Futtermauern 384.

Gefälle, kritisches 129.
—, — bei Filterbelastung 131.
—, Wirkung einer Überschreitung des kritischen 129.
Gekrieche in lehmigen Stützmauerhinterfüllungen 382.
Gekriechedruck 383, 384.
Gel 32.
Gelstruktur 36.
Geotechnische Kommission der schwedischen Staatsbahnen 390.
Gesteinsmehl, Eigenschaften des 210.
Gewinnungsfestigkeit des Bodens 336, 337, 338 (Tab.), 339 (Tab.).
Gleichförmigkeitsgrad der Bodenkörner 9.
Gleitflächen im Sand, als Flächen geringsten Widerstandes 194, 325.
— im Ton 64, 198.
—, Schmierung der — im Ton 200.
—, vorgebildete — im Ton 200.
—, zeitliche Zunahme des Reibungswiderstandes an vorgebildeten — im Rutschgebiet 200.
Gleitflächenbildung im Sand 191.
— — Ton 198.
Gleitung, Verletzung der Gleitflächen bei der 46.
Gleitwiderstand in pulverförmigen Massen 55.
—, Ziffer des inneren — in pulverförmigen Massen 195 (Tab.).
Gleitwinkel des Sandes 193, 195 (Tab.).
Gleitzone, Einfluß der Dicke der — auf die Größe des Gleitwiderstandes im Sand 311.
— Wasserführung der — in Rutschgebieten 352.
Goldbeckzelle 381.
Goldzahl 32.
Grenzbelastung, Definition der 234.
— der Pfähle 263.
—, Zunahme der — des Sandes mit zunehmendem Lastflächenhalbmesser 236.
Grenzdruck auf Stützwände, Berechnung des 320.
Grenzfläche 328.
Gründungstiefe, Berechnung der kritischen 277.
—, Definition der kritischen 233.
—. Einfluß der — auf die Tragfähigkeit des Sandes 244.
—, — — — — — — — Schlammes mit ungespanntem Porenwasser 253.
—, — — — — — — — — Tones mit gespanntem Porenwasser 255.
Grundbruch, Erosions — und Erddruck 373.
—, Zustandekommen des 372.
Grundbruchsgefahr, Einfluß von Undichtigkeiten der Spundwände auf die 374.
Grundbruchskurve 373.
Grundwasserspiegel, kapillare Hebung des 133.
Grundwasserstand, Einfluß des — auf die Tragfähigkeit der Sandschüttungen 246.

Hauptast des Druck-Zusammendrückungsdiagrammes für Bodenwürfel 79.
— — — des Sandes bei verhinderter Seitenausdehnung 91.
— — — für bindige Böden bei verhinderter Seitenausdehnung 87.
Heberwirkung offener Bodenschichten 136.
Hertzsche Formeln 50, 102.
Höhe, reduzierte — der Tonwürfel 72.
Hookesches Gesetz, Abweichungen vom — als Ursache der Bildung der Tragkörper 211.
— — als Sonderfall 110.
Hydraulisch aufgeschüttete Dämme 378.
— —, Druckverhältnisse im Kern der 380.
— —, Verdichtung der 379.
— —, Zusammensetzung des Kernes der 378.
Hydrodynamische Reibung, Abhängigkeit der Ziffer der — — von den hydrostatischen Druckverhältnissen 56, 196.
— —, Ziffer der 56, 196.
— Spannungserscheinungen, Definition der 111.
Hydrodynamischer Spitzenwiderstand 297.
Hydrostatischer Überdruck im Porenwasser schlammiger Stützmauer-Hinterfüllungen 383.
Hygroskopische Wasseraufnahme trockener Tone 21, 83, 215.
— —, Unfähigkeit des plastischen Tones zu 215.
Hysteresisschleifen 71, 81.
—, Form der — in den Setzungsdiagrammen für örtliche Bodenbelastung 233.

Innendruck, Beziehungen des — zu den Festigkeitsziffern der Böden 106.
—, molekularer — der Metalle 109.
Isothermische Kurvenscharen, Grundwasserbewegung nach 340, 370.

Jankowskysche Formel für die Berechnung der Tragfähigkeit des Sandes 229.
Jondispersoide 32.

Kapillarer Aufstieg des Grundwassers 131.
Kapillare Durchfeuchtung, Zone der 133, 136.
Kapillare Steighöhe, Berechnung der 133.
Kapillardruck 95, 97.
— als Ursache der scheinbaren Kohäsion der Tone 96, 98.
—, Ermittlung des — aus dem Verlauf des Hauptastes im Druck-Zusammendrückungsdiagramm 96.
—, Maximalwert des 97.
— nach Überschreitung der Schrumpfgrenze 97.
Kapillarkräfte, Notwendigkeit der Ausschaltung der — bei Reibungsversuchen mit Ton 64.
Kern der belasteten Sandmassen 241.
Kernmaterial der hydraulisch aufgeschütteten Dämme 378.
Kies, Korngröße des 7.
Kjurdümoffsche Versuche 230.
Klasseneinteilung der bindigen Böden nach V. Pollack 29 (Tab.).
Klassifizierung der kolloidreichen Baugründe 251.
— des Baugrundes bei Flachgründung 261, 262 (Tab.) und Tab. 43 (zu S. 262).
— des Rammgrundes 301 (Tab.), 302.
— der Bodenbewegungen 355, 356 (Tab.).
Klebegrenze 22.

Koagulation 32.
Kohärente Böden, Verwandtschaft zwischen den — und den kohäsionslosen 100.
— —, Erddruck der — — auf Stützmauern 333.
Kohäsion der bindigen Böden 49, 93.
—, echte und scheinbare 94.
—, physikalische Ursache der scheinbaren 98.
Kolloide, Altern der 35.
—, reversible 32.
—, irreversible 32.
Kolloidgrad 31.
Kolloidkomplexe 37.
Kolloidschlamm 30.
— der Böden 32, 33 (Tab.), 34.
—, Korngröße des — der Böden 40 (Tab.).
Konische Pfähle, Vergleich mit den zylindrischen 366.
Konsistenzformen, Bezeichnung für technische Zwecke 18 (Tab.).
—, Definition der 18.
Konsistenzgrad 19, 25, 27.
Konsistenzgrenzen, Druckäquivalent der 186.
— physikalische Bedeutung der 186.
Korndurchmesser, äquivalenter 39.
—, wirksamer 117.
Kornform, Einfluß der — auf den Maximalwert der scheinbaren Kohäsion 99, 185.
—, — — — — die Verdichtung des Kernes hydraulisch aufgeschütteter Dämme 379.
Korngröße, Einfluß der — auf den Maximalwert der scheinbaren Kohäsion 99.
—, — — — — die Porenziffer locker sedimentierter Pulver 65.
—, Vorteilhafteste — für den Kern hydraulisch aufgeschütteter Dämme 380.
Kornverschiebung, erste meßbare 57.
Kraftfeld im Untergrund der Stauwerke 370.
Krapfscher Reduktionsfaktor 269.
Krapfsche Versuche 269, 299.
Kritische Gründungstiefe s. Gründungstiefe.
— Halbmesser 277.
— Stauhöhe 373.
— —, Vergrößerung der — — durch Filterbelastung 375.
Krümelstruktur 10.
—, Gleichgewichtsstörung im Ton mit 201.
—, innere Reibung in Tonen mit 203.
—, Schwellbeiwert der Tone mit 202.
Krustenbildung, Einfluß der — auf die Tragfähigkeit des Tones 260.
—, thermodynamisches Gleichnis der 149.
— verbunden mit Eigengewichts-Verdichtung 180.
—, Wirkung der — auf die Verdunstungsgeschwindigkeit 149, 165.
—, zeitlicher Verlauf der 161.

Längeneinheit, Definition der reduzierten 141.
Lastflächenhalbmesser, Einfluß des — auf die Setzungsgeschwindigkeit bei örtlicher Belastung des Tones 259.
—, — — — — — Tragfähigkeit des Sandes 236.
—, — — — — — Tragfähigkeit des Tones mit gespanntem Porenwasser 255.
Lehm, Unterscheidung vom Ton 17 (Tab.).
Lochungszone, Spannungsverteilung in der 274.
Löß, Beschaffenheit des 215, 247.
Lösungen, Einfluß von — auf die Durchlässigkeit des Tones 126.
—, — — — — — Konsistenzform des Tones 36.
—, kolloidale 31.
—, kristalloide 30.
—, Strömung von — durch bindigen Boden 126.

Mantelreibung der Pfähle, Berechnung der 271, 278.
Milko-Pfähle 367.
Mo 8, 40.
Molekulardispersoide 32.
Molekulare Bindung des Wassers in engen Hohlräumen 49, 97, 122, 138.
Muren 347, 349.

Nachgiebigkeit des Baugrundes, Einfluß der — — — auf den Erddruck 317.
Natürlicher Böschungswinkel des Sandes 2, 193, 305.
Nettokontaktfläche 50.
Nichtaktive Flüssigkeiten 43, 44.
Nullreibung 54, 64.
— als Ursache der Wabenstruktur 64.

Passiver Erddruck auf Stützmauern, Berechnung des 331.
— —, Berechnung des Grenzwertes des — aus der Würfelfestigkeit 188.
— —, Definition des 188.
Paukersche Formel für die Berechnung der Tragfähigkeit des Sandes 229.
Periodische Erddruckschwankungen 331.
Periodizität im Verlauf der Formänderungen loser Massen 103.
— im Vorrücken von Rutschmassen 355.
Pfahlgründungen, Tragfähigkeit der schwebenden 368.
—, voraussichtliche Senkung von schwebenden 369.
Pfahlsystem, Wahl des wirtschaftlichsten 367.
Phasen der Belastungssteigerung 241.
— des Erddruckes auf Stützmauern 309.
—, feste oder disperse 31.
—, flüssige 31.
Plastizität, Einfluß der Kornform auf die 34, 125.
—, physikalische Ursachen der 36.
Plastizitätsgrad, Abhängigkeit vom Dispersionsmittel 38.
—, Festlegung des 19.
Plastizitätsgrenze der Tone, Beziehungen der — zur Korngröße und Kornform 125.
— — —, physikalische Bedeutung der 186.
—, untere = Ausrollgrenze 22.
Plastizitätsklassen 21.
Plastizitätszahl, Definition der 20.
Poissonzahl der Böden 104.
Polarisation der Moleküle 45, 52.
Porenvolumen bindiger Böden 13.
— der Sande 11.
Porenwasser, Zone des geschlossenen 133.
Porenziffer, Beziehung zum Wassergehalt 25.
—, Definition der 12.
Porenzifferäquivalent der Konsistenzgrenzen 25.
Portland, Ore., Rutschungen in 197.
Prisma des größten Druckes 303.

Probebelastung der Pfähle 263.
— des Baugrundes 360.
— — —, Apparate zur Vornahme der 363, 364.
— — —, irrtümliche Schlußfolgerungen aus den Ergebnissen einer 362.
Proportionalitätsgrenze bei Pfahlbelastung 263, 281.
— des Bodens bei örtlicher Belastung 234.
— — Sandes 242.
— — tonreichen Baugrundes 248.
Punktdrainage zum Unterschied von der Linien- und der Flächendrainage 376.

Rammen im angeschütteten Erdreich 288.
— — festgelagerten Sand und Schotter 288.
— — locker gelagerten Sand 285.
— — Schlamm mit ungespanntem Porenwasser 295.
— — Ton mit gleichmäßig gespanntem Porenwasser 290.
— — wasserdurchtränkten Feinsand 287.
Rammformel 263, 264.
—, Engineering-News 268.
— von Kreuter 268.
— von Redtenbacher 267.
—, Wert der 366.
Rankinesche Erddrucktheorie 304, 315, 319.
— Formel für die Berechnung der Tragfähigkeit von Sandschüttungen 229.
Reaktion, physikalische 37.
Reduktionsfaktor, Krapfscher 269.
Reibprobe, Atterbergsche 28.
Reibung im Sand 56, 193, 195 (Tab.).
— — —, Apparate zur Messung des Widerstandes der 56.
— — —, Versuche des Am. Found. Comm. über die 56, 57, 58.
— — Ton 59, 195 (Tab.).
— — —, Apparate zur Messung der 60, 62.
— — —, Versuche des Am. Found. Comm. über die 62.
Reibungsflächen, physikalisch-chemische Wechselwirkung zwischen den 50.
Reibungsgesetz 42.
Reibungsspannungen, unausgeglichene — des Sandes 91, 92 (Tab.).
—, — — in Tonwürfeln 79, 80 (Tab.).
—, physikalische Ursache der unausgeglichenen 102.
Reibungswiderstand in pulverförmigen Massen 55, 195 (Tab.).
—, Ursache der Proportionalität zwischen Druck und 51.
Reibungsziffer 42.
—, Einfluß der Temperatur auf die 44, 52.
— für chemisch reine Oberflächen 43.
— — — nicht ganz reine Oberflächen 46.
Reynolds, Versuch von 185, 345.
Richtung des Erddruckes auf Stützwände 313.
Ruhedruck, Definition 187.
—, experimentelle Bestimmung der Ziffer des 187.
Rutschgebiete, Entwässerung der — durch Drainage 353, 354.
Rutschung in homogenen Tonmassen als sekundäre Erscheinung 199.
Rutschungsgefahr, Abhängigkeit der — von den physikalischen Bodeneigenschaften 199.
—, — — — — äußeren Faktoren 200.

Sättigungsdefizit 138.
Sand, Korngröße 7.
Sandfälle 347.
Sandkern 237.
Schema, Definition 240.
— der Bodenverdrängung durch Pfähle 270.
— — Druckverteilung im örtlich belasteten Sand 241.
— — — — — — — Ton 247.
Scherfestigkeit der amerikanischen Bodenproben 74.
Scherfestigkeit, Berechnung der — des Tones aus dem Kapillardruck und der Reibungsziffer 98.
Schichtendicke, reduzierte 141, 146.
—, graphische Ermittlung der wahren 177.
Schiebung 194.
Schlämmanalyse 39.
Schlämmprodukte, Bezeichnung der 40.
—, Festigkeitszahlen der 99.
Schlamm, Korngröße 40.
Schleppung durchrammter Schichten 270.
Schluff 8, 40.
—, Korngröße 8, 40.
Schmiermittel, Wirkung des Wassers als — im Ton 61.
—, Wirkungsweise der festen 59.
Schmiermittelfilms, Einfluß der Dicke der — auf die Reibungsziffer 44.
—, physikalische Eigenschaften der 48.
—, Scherfestigkeit der 49, 50.
—, teilweise Verdrängung der — durch hohen Druck 53.
—, Verletzung der — durch scharfe Vorsprünge 53.
Schmierung des Pfahlmantels durch Druckwasser 287, 294, 297.
Schönescher Apparat 39.
Schrumpfdruck, Definition 148.
Schrumpfen der Tone, physikalische Ursachen des 98.
Schrumpfgrenze 21, 28.
— Druckäquivalent der 186.
Schrumpfrisse, Einfluß der — auf den zeitlichen Verlauf der Krustenbildung 168.
Schuttgekrieche 355, 356.
Schutzkolloide 32.
Schwedlersche Formel für die Berechnung der Tragfähigkeit des Sandes 230, 236, 245.
Schwellbeiwert der Böden 87, 105.
— der Sande 90.
— des Tones 87.
Schwellen des Tones im Tunnel 215.
— — — identisch mit elastischer Ausdehnung des Materiales 98.
Schwellenwert 32.
Schwellkurve des Sandes 90.
— — Tones 85.
Schwellung, thermodynamisches Gleichnis der 150.
—, zeitlicher Verlauf der — bei Überflutung der Tonoberfläche 169.
Schwellziffer 147.
Schwimmsandphänomen, Definition 344.
—, geologische Vorbedingungen des 350.
— im Feinsand 344.
— in grobkörnigen Massen 350.

Schwindungsgrenze = Schrumpfgrenze.
Seitendruck des Bodens, Abhängigkeit des — — — von der Größe der seitlichen Ausdehnung 68.
Sekundärspannungen, Einfluß der — auf die Druckfestigkeit 98, 189.
Senkung der Phähle bei ruhender Belastung 279.
Senkungsfläche, Form der — bei örtlicher Belastung des Bodens 235.
Senkungslinie, Einfluß der Belastungsgeschwindigkeit auf den Verlauf der 248.
Senkungsziffer der Pfähle 281, 282 (Tab.).
Setzung, Ausbleiben der ruckartigen — bei Verdrängung des Tones durch Auftrieb 251.
—, Einfluß klimatischer Faktoren auf die — von Bauwerken 260.
—, ruckartige — als Kennzeichen der Sandverdrängung durch Auftrieb 232.
— schlammiger Sedimente infolge Anbohrens einer sandigen Zwischenlage 181.
— — —, Berechnung des zeitlichen Verlaufes der 170.
— — —, thermodynamisches Gleichnis der 170.
Setzungsfließungen 343, 346, 347, 349, 350, 351, 352, 356.
Siebanalyse 6, 39.
Sinkgeschwindigkeit, Einfluß adsorbtiv gebundener Wasserfilms auf die 39.
—, Formel zur Berechnung der 39.
Slichters Formel 117.
Sol 31, 32.
Spannungsausgleich im Ton bei konstantem Gesamtwassergehalt 145, 156.
— — —, Näherungsverfahren zur Berechnung des 156.
Spannungsbilder, Bedingungen für die Ähnlichkeit der — für den Sand 236.
—, — — — — — — — — — Ton mit gespanntem Porenwasser 256.
Spannungsverteilung im örtlich belasteten Sand 222.
— unterhalb einer kreisrunden Lastfläche 228, 257.
— unterhalb eines Laststreifens 225.
Sperrigkeit der Lagerung feiner Sande 347.
Spezifische Wärme der Bodenmineralien 16.
— Gewichte der Bodenmineralien 15 (Tab.).
— — — Böden 15.
Spitzenwiderstand, Berechnung des — der Pfähle 274.
Sprengwirkung des Schwellens als Ursache von Einschnittsrutschungen 199.
Spundwände, Einfluß der Undichtigkeiten der — auf die Grundbruchsgefahr 374.
Stabilisierung, teilweise — des Sandgefüges bei vorübergehender Entlastung 246.
Statik des Bodens 184.
Statische Reibung in pulverförmigen Massen, Ziffer der 56, 195 (Tab.).
Stauchung seitlich gepreßter Sandmassen 332.
Stauhöhe, kritische 373.
—, Vergrößerung der kritischen — durch Filterbelastung 375.
Stauwerke, Beanspruchung des Baugrundes unterhalb der 369.
—, Modellversuche mit 376.
Steiggeschwindigkeit des Kapillarwassers 134.
— — — nach Atterberg 136.
— — — oberhalb der Grenze des geschlossenen Porenwassers 134.
Stoffwanderung 42.
Stokes, Formel von 39.
Stoßverluste beim Rammen 267.
Strömungsdruck 128.
Strohschneider, Formel von 223, 319.
Strohschneidersche Versuche 232, 236, 237, 245.
— Theorie der Tragfähigkeit der Sandschüttungen 231.
Struktur des Sandes, geringe Anpassungsfähigkeit der 89.
— — —, Einfluß wiederholter Belastung auf die 90.
Strukturänderungen, Periodizität der 103.
—, Zustandekommen der irreversiblen 101.
Strukturbeharrung, Zone der 328.
Strukturwiderstand 55.
—, Geringfügigkeit des — im Ton 195.
Stützwandbewegung, Einfluß der — auf die Größe des Erddruckes 192, 309.
Stützwandhöhe, Einfluß der — auf den Verlauf der zweiten Phase 311.
—, — — — auf die Größe des inneren Gleitwiderstandes der Hinterfüllung 309.
Suspension 31.

Temperatur, Einfluß der — auf die Größe des Erddruckes 331.
—, — — — — — — Reibungsziffer 44, 52.
Temperaturausdehnungszahl der Gesteine 16.
Thermodynamisches Gleichnis 143.
— — der wichtigsten Spannungserscheinungen 146.
Tiefenäquivalent der Konsistenzgrenzen 295.
Tragfähigkeit des Bodens, Ermittlung der — — — durch Probebelastung 360.
— — Schlammes und Tones 247.
—, Definition der 233.
— gerammter Pfähle 263.
— von Anschüttungen und gekrümelten Böden 261.
— von Einzelpfählen 365.
Tragkörper, Definition 212.
—, zeitlicher Verlauf der Bildung der — im Ton 218.

Uferbrüche 349.
Ultraton 33, 34.
Umschlagspunkt 28.
Ungleichförmigkeitsgrad, Definition des — der Sande nach Allen Hazen 117.

Vaerdalen, Rutschungen in 197.
Verdichtung einer Tonmasse durch Austrocknung 161.
— — — — —, thermodynamisches Gleichnis der 149.
Verdichtungsfähigkeit 12, 87.
Verdichtungsmantel 270.
—, Spannungsverteilung im 271.
Verdichtungsziffer 141.
Verdrängungswiderstand, dynamischer 263.

Verdunstungsgeschwindigkeit, absolute Größe der 138.
—, Abnahme der — mit abnehmendem Wassergehalt 138.
—, Einfluß der Salze auf die 139.
—, — des Windes auf die 139 (Tab.).
—, relative 137.
Vergleichsvorgang, Definition 240.
Verkleidungsmauern 384.
Verlusthöhe (Rammen) 268.
Verschiedenheit gleichnamiger Bodenarten 334.
Verteilungskurve 9.
Viskosität der Schmiermittel 45.
— des Wassers, Zunahme der — — — in engen Schlitzen 124.

Wabenstruktur 10.
— als Folgeerscheinung der Nullreibung 64.
— zweiter Ordnung 10.
Wärmeleitungsvermögen des Bodens 16.
Wandreibung, Einfluß der — auf die Richtung des Erddruckes bei der ersten Gleitung 313.
—, — — — — — — der Grenzdrücke 314.
Wasserflecken, molekular gebundene 48.
Wassergehalt der Sande 15.
—, Apparat zur Bestimmung des Einflusses der Belastung auf den — der Tone 83.
— der Tone als Funktion der Belastung der Tonoberfläche 82.
Widerstand der inneren Reibung in pulverförmigen Massen 55, 195 (Tab.).
Wiegnersches Verfahren der Schlämmanalyse 39, 387.
Wirkungsgrad der Rammarbeit 264, 300.
Würfelfestigkeit bindiger Böden 69, 73 (Tab.), 78 (Tab.).
Würfelfestigkeit bindiger Böden, Verfahren zur experimentellen Bestimmung der 71.

Zähigkeit, Abwesenheit einer scharfen Grenze zwischen — und Festigkeit 73.
— der Tonwürfel 26, 28.
Zerklüftung der Rutschmassen 198, 354.
Zerrung des Sandes 191.
Ziffer der inneren Reibung der Sande 195.
— — — — — Tone 195.
— — — — — Tone, Berechnung der — — — — — — aus der Druckfestigkeit der Tonwürfel 189.
— des Ruhedruckes 187.
— der Grenzdrücke 188, 191.
Zugfestigkeit der amerikanischen Bodenproben 74.
Zusammendrückung, größte bezogene — der Sande 214.
Zyklische Belastung 71, 84, 90.
Zylindrische Pfähle, Vergleich der — — mit konischen 366.

14 DAY USE
RETURN TO DESK FROM WHICH BORROWED

LOAN DEPT.

This book is due on the last date stamped below, or on the date to which renewed.
Renewed books are subject to immediate recall.

REC'D LD
JAN 13 '65-2 PM
ICLF (N)

INTER-LIBRARY LOAN

FEB 04 1995

JUL 9 1965

STACK DEAD
DEC 20 1965

10-3-97

NOV 15 1966 80
Rec'd Engin.
12/20/66
REC'D LD
Campus mail
DEC 21 1966

DEC 4 1981

RET'D DEC 15 1981

LD 21A–40m-4,'63
(D6471s10)476B

General Library
University of California
Berkeley

YD 02865
U. C. BERKELEY LIBRARIES
C042333038

597017
TA760
T3
UNIVERSITY OF CALIFORNIA LIBRARY