

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 111/112 (1938)
Heft: 6

Artikel: Berechnung der Setzung von Bauwerken: Vortrag
Autor: Meyer-Peter, E.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-49895>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 09.02.2026

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

INHALT: Berechnung der Setzung von Bauwerken. — Aerodynamik und Automobil. — Entwicklung der automatischen Klein-Kohlenfeuerungen. — Projekt-Wettbewerb für eine neue Brücke bei der «Krone» in Töss-Winterthur. — Mitteilungen: Elektrische Enteisung von Flugzeugflügeln. Kupfersatz im Fahrleitungsbau. Die Turbinen des Doppel-

schrauben-Dampfers «Nieuw-Amsterdam». Das «Shasta Dam»-Kraftwerk. 2 D 0 1 Lokomotiven mit Federtopfantrieb für Neu-Seeland. Eidg. Techn. Hochschule. Exposition internationale de l'eau, Liège 1939. Schweiz. Verein von Gas- und Wasserfachmännern. — Nekrolog: Karl Emil Hilgard. — Wettbewerbe: Schulhaus mit Turnhalle in Wettingen. — Literatur.

Berechnung der Setzung von Bauwerken

Vortrag im Rahmen des Erdbaukurses der E. T. H., März 1938
Von Prof. Dr. E. MEYER-PETER, Zürich

I. Einleitung.

Der Vortrag bezieht eine Übersicht über den heutigen Stand der Theorie der Setzung von Bauwerken zu geben. Dabei kommen vor allem die auf lose Böden (Lockergesteine) abgestellten Bauwerke in Betracht.

Bei der einaxialen Belastung eines prismatischen Stabes durch eine Druckkraft erfährt dieser eine elastische Verkürzung in der Längsaxe und gleichzeitig eine Dehnung in der Querrichtung. Wird die letzteren nicht durch äußere Kräfte verhindert, so erleidet jedes Element dz in der Kraftrichtung eine Verkürzung nach Massgabe des Hooke'schen Gesetzes:

$$\Delta dz = \frac{\sigma_z}{E} dz$$

Die Gesamtverkürzung wird:

$$\Delta l = \int_0^l \frac{\sigma_z}{E} dz$$

und, wenn sowohl die spezifische Beanspruchung σ_z , als auch der Elastizitätsmodul E auf die ganze Stablänge l konstant sind:

$$\Delta l = \frac{\sigma_z}{E} l$$

Falls der Spannungszustand dreiaxial ist, sodass die Querdehnung verhindert wird, lassen sich bekanntlich sowohl die erforderlichen Seitenkräfte, als die Längsdehnung berechnen:

$$\sigma_x = \sigma_y = \frac{\sigma_z}{m-1}$$

$$\Delta dz = \frac{\sigma_z}{E} dz \frac{(m+1)(m-2)}{m(m-1)}$$

Man sieht hieraus, dass für die Berechnung der Zusammendrückung bei verhindelter Seitenausdehnung zwei Materialkonstanten, nämlich der Elastizitätsmodul E und die Poisson-Zahl m gegeben sein müssen.

Um mit Hilfe der mathematischen Elastizitätslehre die Berechnung von Setzungen durchzuführen, wurde der durch das Bauwerk belastete lose Boden als elastisches isotropes Material vorausgesetzt, das sowohl Zug- als Druckbeanspruchungen aushält und das sich in allen Richtungen hinsichtlich Dehnungen und Zusammendrückungen gleich verhält, also einen konstanten, auf Zug und Druck gleichen Elastizitätsmodul und eine konstante Querdehnungszahl aufweist.

So ist im Falle örtlich belasteter Sande zuerst von Boussinesq für verschiedene Spezialfälle sowohl die Spannungsverteilung, als die in einem Punkt des elastisch isotropen Halbraums zu erwartende Setzung theoretisch berechnet worden. Ich kann mich hier auf den Vortrag von Prof. Dr. M. Ritter: «Spannungs-Verteilung im Baugrund» beziehen¹⁾.

Die Setzung einer rechteckigen Fundamentplatte mit gleichförmiger Lastverteilung ist von Dr. W. Steinbrenner berechnet worden²⁾.

Die Brauchbarkeit der Resultate der Setzungsberechnung mit Hilfe der mathematischen Elastizitätslehre hängt nun im wesentlichen vom tatsächlichen elastischen Verhalten des Bodenmaterials ab.

Fröhlich weist mit Hilfe des Prinzips der geradlinigen Kraftausbreitung³⁾ (siehe Vortrag von Prof. Dr. M. Ritter) darauf hin, dass neben dem Spannungszustand, der von Boussinesq mit Hilfe der mathematischen Elastizitätslehre gekennzeichnet wurde, auch noch andere Spannungszustände statisch möglich sind.

Der Fröhlich'sche Ansatz, für den Fall einer Einzellast, ergibt für die radial gerichtete Hauptspannung σ_r den Ausdruck:

$$\sigma_r = f P \frac{z}{r^{\nu-2}} \quad (\text{siehe Abb. 1})$$

¹⁾ Dieser Vortrag wird erscheinen in: «Mitteilungen aus dem Baustatischen Institut der E. T. H.», herausgegeben von Prof. Dr. M. Ritter und Prof. Dr. F. Stüssi.

²⁾ «Tafeln zur Setzungsberechnung». «Die Strasse», Heft 4, 1934.

³⁾ O. K. Fröhlich: «Druckverteilung im Baugrund». Verlag Springer, Berlin, 1934.

wobei ν eine statisch unbestimmte Größe ist, die als «Ordnungszahl der Spannungsverteilung» bezeichnet wird. Die Größe f ergibt sich aus einer einfachen Gleichgewichtsbetrachtung einer Halbkugelschale, wonach folgt:

$$\sigma_r = \frac{\nu P}{2\pi r^2} \cos^{\nu-2} \theta \quad \text{radiale Hauptspannung}$$

$$\sigma_z = \frac{\nu P}{2\pi r^2} \cos^{\nu} \theta \quad \text{vertikale Normalspannung}$$

$$\sigma_h = \frac{\nu P}{2\pi r^2} \cos^{\nu-2} \theta \sin^2 \theta \quad \text{horizontale Normalspannung}$$

$$\tau = \frac{\nu P}{2\pi r^2} \cos^{\nu-1} \theta \sin \theta \quad \text{Scherspannung (vertikal und hor.)}$$

Nachdem weiter der Nachweis geleistet wird, dass der oben beschriebene Spannungszustand mit demjenigen im elastisch isotropen Halbraum mit der Poissonzahl $m = 2$ übereinstimmt, falls man für $\nu = 3$ setzt, ergibt sich, dass ν nicht kleiner als 3 sein kann, denn dieser Wert beschreibt das Verhalten des nicht zusammendrückbaren Materials. Für praktische Verhältnisse kommen also im Allgemeinen Werte von $\nu > 3$ in Betracht. Wesentlich ist dabei, dass der Fall $\nu = 3$ nur dann möglich ist, wenn ein Material mit konstantem Elastizitätsmodul vorliegt und also das Hooke'sche Gesetz gilt. Der Fall $\nu = 4$ setzt dagegen einen Elastizitätsmodul des Bodens voraus, der zur Tiefe unter der Oberfläche proportional ist. Besitzt der Boden schon in der Tiefe $z = 0$ einen gewissen Wert des Elastizitätsmoduls, so liegt nach Fröhlich der Wert der «Ordnungszahl der Spannungsverteilung» zwischen 3 und 4.

II. Das elastische Verhalten der Böden.

Wie aus dem Vortrag von Ing. R. Haefeli⁴⁾ hervorgeht, wird die Zusammendrückbarkeit der losen Böden nach heutiger Ansicht im wesentlichen darauf zurückgeführt, dass sich bei einer Druckbeanspruchung eine innigere Lagerung der Körner einstellt, wobei das Porenvolumen, bzw. die Porenziffer abnimmt. Die elastische Zusammendrückung der Körner selbst spielt dabei eine untergeordnete Rolle, wodurch sich zum grossen Teil die Tatsache erklärt, dass der primäre Zusammendrückungsvorgang irreversibel ist. Die spezifische Längenänderung eines prismatischen Versuchskörpers ist darnach annähernd durch die Veränderung des Porenvolumens bezogen auf das Gesamtvolume auszudrücken.

Denkt man sich den Stab (Abb. 2) aus einer Festmasse von der Höhe a , die sämtliche festen Körner enthält, und einer Porenmasse von der Höhe b zusammengesetzt, so dass

$$l = a + b$$

so ist also a konstant, b veränderlich, weshalb $dl = db$. Die spezifische Längenänderung wird: $\frac{dl}{l} = \frac{db}{a+b}$. Andererseits ist laut Definition der Porenziffer ε :

$$\varepsilon = \frac{b}{a}, \text{ woraus } db = a d\varepsilon$$

somit

$$\frac{dl}{l} = \frac{ad\varepsilon}{a+b} = \frac{d\varepsilon}{1+\frac{b}{a}} = \frac{d\varepsilon}{1+\varepsilon} \quad (1)$$

Die Abhängigkeit der Porenziffer vom Normaldruck bei verhindelter Seitenausdehnung muss für jedes Material durch den Oedometerversuch festgestellt werden. Dabei ist klar zu unterscheiden zwischen dem durch die primäre Zusammendrückung erhaltenen Druck-Porenzifferdiagramm (Hauptast) und demjenigen Druckporenzifferdiagramm, das der Schwellkurve ent-

⁴⁾ Gedruckt in «SBZ», Bd. 111, Nr. 24 und 26 (Juni 1938).

Spannungsverteilung im Boden nach der Methode der geradlinigen Kraftausbreitung

Zusammenhang zwischen spez. Längenänderung einer Bodenprobe & der Änderung der Porenziffer

$$\sigma_r = \frac{\nu P}{2\pi r^2} \cos^{\nu-2} \theta$$

$$\sigma_z = \frac{\nu P}{2\pi r^2} \cos^{\nu} \theta$$

$$\sigma_h = \frac{\nu P}{2\pi r^2} \cos^{\nu-2} \theta \sin^2 \theta$$

$$\sigma = \frac{\nu P}{2\pi r^2} \cos^{\nu-1} \theta \sin \theta$$

$$l = a + b, \text{ für } a \text{ konstant: } dl = db$$

$$\text{spezif. Längenänderung: } \frac{dl}{l} = \frac{db}{a+b}$$

$$\text{Porenziffer lt. Definition: } \varepsilon = \frac{b}{a} \text{ und } db = a d\varepsilon$$

$$\text{somit } \frac{dl}{l} = \frac{a d\varepsilon}{a+b} = \frac{a d\varepsilon}{l} = \frac{d\varepsilon}{l} = \frac{d\varepsilon}{1+\varepsilon}$$

Abb. 1

$$\sigma_r = \frac{\nu P}{2\pi r^2} \cos^{\nu-2} \theta$$

$$\sigma_z = \frac{\nu P}{2\pi r^2} \cos^{\nu} \theta$$

$$\sigma_h = \frac{\nu P}{2\pi r^2} \cos^{\nu-2} \theta \sin^2 \theta$$

$$\sigma = \frac{\nu P}{2\pi r^2} \cos^{\nu-1} \theta \sin \theta$$

$$l = a + b, \text{ für } a \text{ konstant: } dl = db$$

$$\text{spezif. Längenänderung: } \frac{dl}{l} = \frac{db}{a+b}$$

$$\text{Porenziffer lt. Definition: } \varepsilon = \frac{b}{a} \text{ und } db = a d\varepsilon$$

$$\text{somit } \frac{dl}{l} = \frac{a d\varepsilon}{a+b} = \frac{a d\varepsilon}{l} = \frac{d\varepsilon}{l} = \frac{d\varepsilon}{1+\varepsilon}$$

Abb. 2

spricht (Abb. 3). Die Schwellkurve stellt den mehr oder weniger elastischen Anteil der in der Hauptsache plastischen, primären Zusammendrückung dar. Diese ist somit irreversibel, der Schwellvorgang dagegen reversibel, sofern man von der durch die Wiederbelastung entstehenden Hysteresisschleife absieht. Terzaghi⁵⁾ hat gezeigt, dass sich für die Beziehung zwischen Porenziffer und Druck auf Grund der Schwellkurve folgender empirischer Ausdruck ergibt:

$$\varepsilon = -\frac{1}{A} \ln \frac{p_0 + p}{p_1} + C \quad \dots \dots \quad (2)$$

Hierin ist p_0 die «Vorspannung» oder der Anfangsdruck, von dem der Versuch ausgeht. A (Schwellbeiwert) und C (Porenziffer für den Gesamtdruck $p_0 + p = p_1$) sind vom Material abhängige Konstante. Für den Anfangsdruck p_0 sei: $\varepsilon = \varepsilon_0$ ($p = 0$) woraus:

$$\varepsilon_0 = -\frac{1}{A} \ln \frac{p_0}{p_1} + C$$

und

$$\varepsilon - \varepsilon_0 = -\frac{1}{A} \ln \frac{p_0 + p}{p_0} \quad \dots \dots \quad (3)$$

Durch Differentiation dieser Gleichung erhält man:

$$\begin{aligned} d\varepsilon &= -\frac{1}{A} \frac{dp}{p_0 + p} \\ \frac{dp}{d\varepsilon} &= -A(p_0 + p) \quad \dots \dots \quad (4) \end{aligned}$$

Infolge der Krümmung der Druck-Setzungskurve definieren wir den Elastizitätsmodul als Neigung der Tangente an die Kurve (Abb. 4), also:

$$E = \frac{dp}{d\Delta l} = -\frac{dp}{\Delta l} \quad \dots \dots \quad (5)$$

(weil $l = l_0 - \Delta l$ ist $dl = -d\Delta l$).

Unter Berücksichtigung von Gl. (1) und (4) ergibt sich also:

$$E = -\frac{dp}{d\varepsilon} (1 + \varepsilon) = A (1 + \varepsilon) (p_0 + p) \quad \dots \dots \quad (6)$$

Für eine nicht zu grosse Laststufe p zeigt Fröhlich an Hand eines Zahlenbeispiels, dass es ohne namhaften Fehler gestattet ist, statt des variablen Wertes ε einen Mittelwert für die betreffende Laststufe einzuführen. Wird dieser mit ε_m bezeichnet, so ergibt sich:

$$E = A (1 + \varepsilon_m) (p_0 + p) \quad \dots \dots \quad (6a)$$

d. h. der Elastizitätsmodul ist proportional dem ausgeübten Druck. Für einen Punkt in der Tiefe z unter der unbelasteten Erdoberfläche ist dann $p = \gamma z$.

Für γ ist einzusetzen:

bei trockenem Boden

$$\gamma_e = \gamma_s (1 - n)$$

bei gesättigtem Boden

$$\gamma'_e = \gamma_s (1 - n) + \gamma n$$

bei Boden unter Wasser

$$\gamma''_e = (\gamma_s - \gamma) (1 - n)$$

Damit wird der Elastizitätsmodul:

ohne Vorbelastung $E = A (1 + \varepsilon_m) \gamma z \quad \dots \dots \quad (6b)$

mit Vorbelastung $E = A (1 + \varepsilon_m) (p_0 + \gamma z) \quad \dots \dots \quad (6c)$

Dabei ist zu berücksichtigen, dass die obigen Beziehungen nur unter der Voraussetzung gültig sind, dass die Vertikalspannung im Boden ursprünglich in allen Punkten der betrachteten Zone grösser waren, als $p_0 + p$ (z. B. infolge einer, bei der Wiederbelastung nicht mehr vorhandenen Ueberlagerung). Ist dies nicht der Fall, so muss der durch die primäre Zusammendrückung der Bodenprobe erhaltene Hauptast des Druck-Porenzifferdiagramms

⁵⁾ O. K. Fröhlich: Druckverteilung im Baugrund, Wien 1934; K. v. Terzaghi: Erdbaumechanik, 1925; M. J. Hvorslev: Ueber die Festigkeitseigenschaften gestörter bindiger Böden. Kopenhagen, 1937.

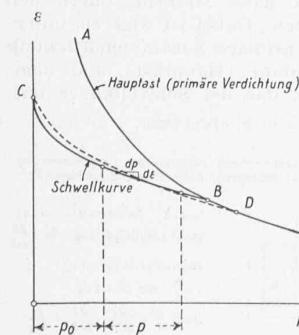


Abb. 3

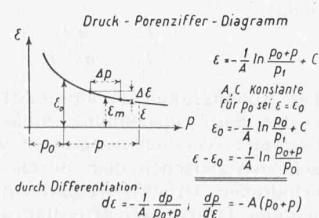


Abb. 4

der Berechnung zu grunde gelegt werden, dessen Gleichung nach Terzaghi, ähnlich wie die Gleichung der Schwellkurve lautet:

$$\varepsilon = -\frac{1}{B} \ln \frac{p_0 + p}{p_1} + D$$

III. Rechnerische Setzungsanalyse.

Die Berechnung erfolgt unter der ausdrücklichen Annahme verhinderter Seitenausdehnung, da die für den Elastizitätsmodul massgebenden Konstanten A und der Wert ε_m im Oedometer bestimmt wurden. Die vertikale Verschiebung des Punktes M (Abb. 5) beträgt unter dem Einfluss einer gegebenen Spannungsverteilung:

$$y = \int_{H}^{z} \frac{\sigma_z dz}{E}$$

Ist der Boden homogen bis zur Tiefe $H = \infty$, so wird:

$$y = \int_{\infty}^{z} \frac{\sigma_z dz}{E}$$

In diesen Gleichungen ist nun E nicht mehr konstant, sondern durch die Beziehung

$$E = A (1 + \varepsilon_m) (p_0 + \gamma z) \quad \text{gegeben.}$$

Beispiel: Setzung des Mittelpunkts einer kreisförmigen, gleichmässig mit q_t belasteten Fläche mit dem Radius r_0 in der Tiefe t (Abb. 6).

$$q_t = q'_t - \gamma t$$

q_t ist also gleich der Differenz zwischen der Gebäude last q'_t und dem Gewicht des ausgehobenen Bodens.

Für $r = 4$ ergibt sich (siehe Fröhlich):

$$\sigma_z = q_t (1 - \cos^4 \alpha)$$

und die Setzung an der Oberfläche:

$$y = \frac{q_t}{A (1 + \varepsilon_m)} \int_{\infty}^{0} \frac{1 + \cos^4 \alpha}{p_0 + \gamma (z + t)} dz = \frac{q_t}{A (1 + \varepsilon_m) \gamma} \int_{\infty}^{0} \frac{1 + \cos^4 \alpha}{\frac{p_0}{\gamma} + z + t} dz$$

Die Lösung lautet:

$$y = \frac{q_t}{4 A (1 + \varepsilon_m) \gamma} \times \times \left\{ \frac{1}{(1 + c^2)^2} \left[2(1 + c^2) + \pi c (1 + 3c^2) - 4(1 + 2c^2) \ln c \right] \right\} \quad (7)$$

wobei $c = \frac{1}{r_0} (t + \frac{p_0}{\gamma})$

Diese Berechnung setzt zwar voraus, dass der Elastizitätsmodul variabel, d. h. linear mit der Tiefe unter Bodenoberfläche zunimmt, jedoch wird nicht berücksichtigt, dass der Ansatz $E = A (1 + \varepsilon_m) (p_0 + p)$ im Falle der Belastung durch ein Bauwerk eigentlich $E = A (1 + \varepsilon_m) (p_0 + p + \sigma_z)$ heissen sollte. Durch Einführung des Wertes von σ_z wird aber die Durchführung der Integration praktisch unmöglich.

In vielen Fällen ist für die Zusammendrückbarkeit des Bodens bis zu einem gewissen Lastpunkt die Schwellkurve, bei noch höheren Drücken dagegen die primäre Zusammendrückung (Hauptast) massgebend (vgl. Abb. 3, Knickpunkt D). Die Berücksichtigung dieses Umstandes gestaltet die rechnerische Setzungsanalyse äusserst umständlich.

Fröhlich bemerkt, dass im Falle bindiger Böden in die Formel für den Elastizitätsmodul das so-

Setzung des Mittelpunktes einer kreisförmigen, gleichmässig belasteten Fläche in der Tiefe t .

$$q_t = q'_t - \gamma t : q_t = \frac{\text{Gebäudelast}}{m^2}$$

$$\text{für } r = 4 : \sigma_z = q_t (1 - \cos^4 \alpha)$$

$$y = \frac{q_t}{A (1 + \varepsilon_m)} \int_0^{\infty} \frac{1 - \cos^4 \alpha}{p_0 + \gamma z + \gamma t} dz$$

$$= \frac{q_t}{A (1 + \varepsilon_m) \gamma} \int_0^{\infty} \frac{1 - \cos^4 \alpha}{\frac{p_0}{\gamma} + z + t} dz$$

$$Setzt man \frac{z}{r_0} = \zeta, z = r_0 \zeta, dz = r_0 d\zeta, c = \frac{1}{r_0} (t + \frac{p_0}{\gamma})$$

$$\text{so wird: } y = \frac{q_t}{A (1 + \varepsilon_m) \gamma} \int_0^{\infty} \frac{1 - \cos^4 \alpha}{\frac{p_0}{\gamma} + r_0 \zeta + t} dz$$

$$= \frac{q_t}{A (1 + \varepsilon_m) \gamma} \int_0^{\infty} \frac{1 - \cos^4 \alpha}{(\frac{p_0}{\gamma} + t)^2 + \zeta^2} d\zeta$$

$$y = \frac{q_t}{4 A (1 + \varepsilon_m) \gamma} \int_0^{\infty} \frac{1}{(\frac{p_0}{\gamma} + t)^2 + \zeta^2} [2(1 + c^2) + \pi c (1 + 3c^2) - 4(1 + 2c^2) \ln c] dz$$

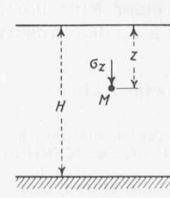


Abb. 5

Setzung des Mittelpunktes einer kreisförmigen, gleichmässig belasteten Fläche in der Tiefe t .

Setzung des Mittelpunktes einer kreisförmigen, gleichmässig belasteten Fläche in der Tiefe t .

faches der Probeplatte ausmacht, wird stets ein Mehrfaches der durch den Versuch ermittelten Setzung sein.

b) Die Berechnung von elastischen Fundamentplatten auf elastischer Unterlage erfolgt bekanntlich auf Grund der Differentialgleichung:

$$\frac{d^4 y}{dx^4} = \frac{C}{E J} y$$

Da der durch eine gewöhnliche Probebelastung ermittelte Wert von C nur einen Bruchteil des für die zu berechnende grosse Platte geltenden Wertes beträgt, wird also nach bisherigem Verfahren die Konstante der rechten Seite obiger Gleichung zu gross eingesetzt. Das hat zur Folge, dass die Rechnung unter den Lastpunkten der Platte zu grosse Pressungen ergibt, während die auf die Platte wirkenden Biegemomente zu klein ermittelt werden.

V. Einfluss des Porenwassers auf den zeitlichen Verlauf der Setzungen.

Die Setzung ist nicht als elastische Zusammendrückung der Bodenteilchen, sondern als Verminderung des Porenvolumens zu betrachten. Falls die Poren mit Wasser gefüllt sind, muss also das Wasser ausgedrückt werden. Der zeitliche Vorgang ist deshalb abhängig von der Durchlässigkeit des Materials.

Deshalb unterscheiden sich kohäsionslose Böden grundsätzlich von bindigen. Bei Sanden ist die Durchlässigkeit so gross, dass mit dem Aufbringen der Gebäudelast sozusagen gleichzeitig das Porenwasser verdrängt wird. Die neue Last wird also durch den «Druck von Korn zu Korn» übertragen, Setzungen erfolgen deshalb rasch und sind auch verhältnismässig klein. Bei tonigen Böden dagegen erfordert das Ausdrücken des Porenwassers viel Zeit, die Setzung, die eine Verminderung des Porenvolumens, also einen Wasserverlust bedeutet, geht entsprechend langsam vor sich und nimmt grosse Beträge an.

Grundhypothese für die Berechnung der Setzung von tonigen Böden in Funktion der Zeit ist: Im Anfangszustand übernimmt das Porenwasser vollständig die Neulast, während der Korn-zu-Korn-Druck in diesem Moment unverändert bleibt. Durch den so entstandenen Ueberdruck des Porenwassers wird eine Grundwasserströmung erzeugt, die ein allmähliches Ausfliessen des Wassers aus der Druckzone bedingt. Dieses Ausfliessen ist an das Vorhandensein einer freien Oberfläche oder einer Drainageschicht gebunden⁶⁾. Die Wasserbewegung dauert so lange an, bis der ursprünglich nach Aufbringen der Neulast entstandene Porenwasserüberdruck sich ausgeglichen hat. Erst dann ist auch die Hauptsetzung vollendet, weil erst dann der Korn-zu-Korn-Druck der Neulast das Gleichgewicht hält. Dieser Vorgang ist in Abb. 11 schematisch dargestellt.

Damit ergibt sich, dass die allmählich vom Porenwasser auf die feste Phase übergehende Neubelastung in jedem Punkt des Bodens durch die Differenz zwischen dem ursprünglichen Ueberdruck des Porenwassers zur Zeit 0 (Lastaufbringung) und dem endgültigen Ueberdruck 0 im Moment T der Beendigung der Hauptsetzung ausgedrückt wird. Diese Druckdifferenz ist aber nichts anderes als die im Halbraum unter der Neulast sich ergebende Spannung σ_z . Trägt man deshalb nach Abb. 12 die Werte σ_z als Abszissen über den Ordinaten z auf, so stellt die so bestimmte Fläche (schräffiert) die Lastfläche dar, die allmählich durch Auspressen von Wasser von den festen Tonteilchen übernommen wird.

Um also das Problem der Setzung in Funktion der Zeit zu lösen, sind drei Aufgaben zu erledigen, die hier anhand der erwähnten Veröffentlichung von K. von Terzaghi und O. K. Fröhlich in ihren grossen Zügen skizziert werden.

a) Ermittlung der Lastfläche.

Die Lastfläche wird durch die sogenannte Nullisochrone ($t = 0$) und die Endisochrone ($t = T$) begrenzt. Zunächst handelt es sich also um die Ermittlung des durch die Neulast im Porenwasser entstehenden Ueberdruckes zur Zeit der als plötzlich gedachten Lastaufbringung. Dabei wird nur die senkrechte

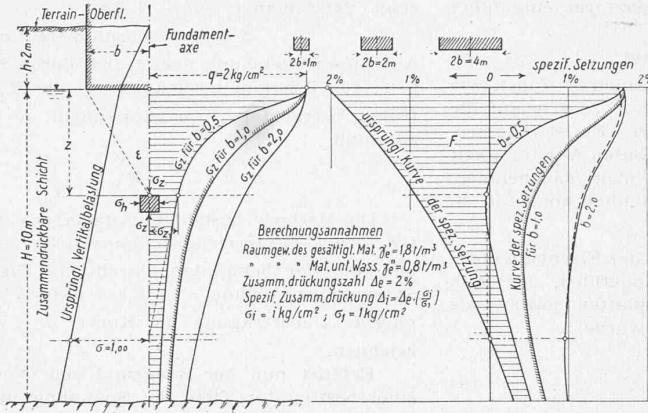


Abb. 9. Graph. Setzungsanalyse für verschiedene Breiten der Lastflächen

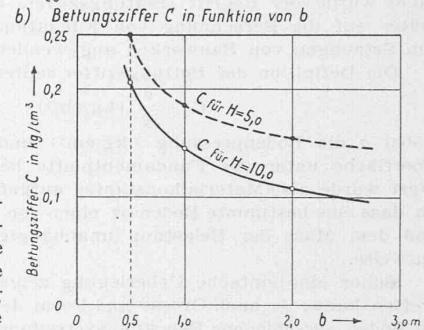
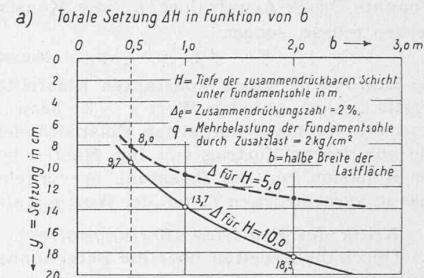


Abb. 10. Setzung und Bettungsziffer in Funktion der Breite der Lastfläche

Komponente σ_z berücksichtigt. In gewissen Fällen ist die Neulast über die ganze Fläche gleichmässig verteilt, sodass die Nullisochrone ohne weiteres als senkrechte Gerade angegeben werden kann.

Dies trifft beispielsweise zu bei der Belastung einer Tonschicht mit einer Wasserschicht (Füllung eines Stautes, Abb. 13 a). Im Falle örtlicher Belastung ist die Nullisochrone eine Kurve (Abb. 13 b). Die Endisochrone ist bei örtlicher Neubelastung stets eine Gerade, die mit der Ordinatenaxe zusammenfällt.

Die Lastfläche wird durch die schraffierte Fläche dargestellt.

Die Ausströmung des Porenwassers erfolgt unter dem Ueberdruck entweder nach der freien Oberfläche, also nach oben, oder nach einer unten liegenden drainierenden durchlässigen Schicht, also nach unten, oder nach beiden Richtungen.

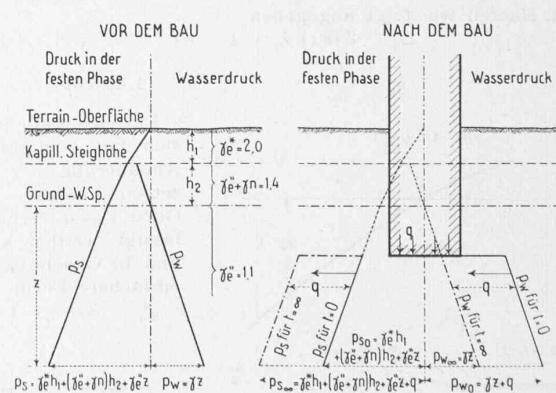
Erster Fall, Strömung nach oben. Der hydrostatische Ueberdruck wird sofort, also zur Zeit $t = 0$ oben auf Null reduziert. Die Druckverteilung im Porenwasser in einem beliebigen Zeitpunkt t zwischen 0 und T wird durch Kurve (t) dargestellt (Abb. 14 a).

Zweiter Fall, Strömung nach unten. Die Druckverteilung sinkt schon zur Zeit $t = 0$ unten auf Null herab (Abb. 14 b).

Dritter Fall, beidseitige Strömung. Sowohl oben als unten sinkt der Wert des Ueberdrucks schon zur Zeit $t = 0$ auf Null herab (Abb. 14 c).

b) Ermittlung der Setzung aus der Lastfläche.

In allen drei Fällen wird die Lastfläche zur Zeit t durch die Nullisochrone einerseits und die t -Isochrone anderseits definiert.



SETZUNGS - ZEIT - DIAGRAMM

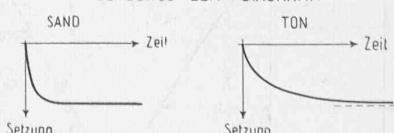


Abb. 11. Vertikale Drücke in der Bauaxe in der festen und flüssigen Phase

⁶⁾ Siehe Terzaghi-Fröhlich: Theorie der Setzung von Tonschichten

Der Abszissenabschnitt zwischen beiden Kurven $\Delta \sigma_z$ gibt die im Zeitintervall 0 bis t erfolgte Zunahme des Korn-zu-Korn-Drucks an. Die Zusammendrückung eines Elementes von der Höhe dz beträgt also in diesem Zeitintervall

$$\Delta dz = \frac{\Delta \sigma_z}{E} dz$$

Für den Fall konstanten Elastizitätsmoduls nach Gl. (8) wird dann die totale Setzung zur Zeit t gemäss Abb. 14:

$$y_t = \frac{1}{E} \int_0^H \Delta \sigma_z dz = \frac{1}{E} F_t \quad \dots \quad (13)$$

und die totale Setzung am Ende T des Vorgangs (siehe Abb. 13)

$$y_T = \frac{1}{E} F_0 \quad \dots \quad (14)$$

Für den Fall veränderlichen Elastizitätsmoduls wird am besten die graphische Methode, die in Abschnitt IV beschrieben ist, verwendet. Eine zweckmässige Kombination beider Methoden besteht darin, dass man die totale Setzung y_T (für $t = \infty$) nach der graphischen Methode bestimmt, während der zeitliche Vorgang der Setzung nach Terzaghi-Fröhlich auf Grund eines konstanten, mittleren Elastizitäts- bzw. Zusammendrückungsmoduls untersucht wird.

c) Ermittlung der Druckverteilung im Porenwasser zur Zeit t .

Aufstellung der Differentialgleichung der nicht stationären Grundwasserströmung bei einaxiger Strömung.

Kontinuitätsbedingung. In der Zeit dt fliesst durch den oberen Querschnitt eines Prismas von den Abmessungen dx , dy , dz folgende Wassermenge (Abb. 15):

$$-\frac{k}{\gamma} \frac{\partial \sigma_w}{\partial z} dx dy dt$$

Dabei ist σ_w der in der Höhe z herrschende Ueberdruck im Porenwasser, k der Durchlässigkeitsskoeffizient. Analog fliesst aus dem untern Querschnitt heraus:

$$-\frac{k}{\gamma} \left[\frac{\partial \sigma_w}{\partial z} + \frac{\partial^2 \sigma_w}{\partial z^2} dz \right] dx dy dt$$

Der Wasserverlust in dem Intervall dt beträgt somit:

$$dV = -\frac{k}{\gamma} \frac{\partial^2 \sigma_w}{\partial z^2} dz dx dy dt$$

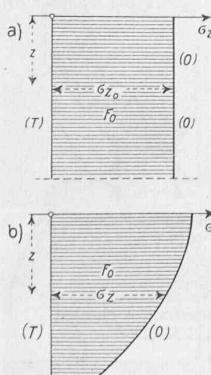
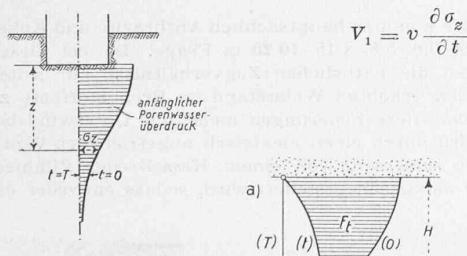
Der Wasserverlust pro Volumen- und Zeiteinheit beträgt also:

$$V_1 = -\frac{k}{\gamma} \frac{\partial^2 \sigma_w}{\partial z^2}$$

Bezeichnen wir anderseits mit v den sogenannten *spezifischen Porenwasserverlust*, d. h. den Wasserverlust pro Volumen- und Zeiteinheit für eine Zunahme des Korn-zu-Korn-Drucks $\Delta \sigma_z = 1$.

Der Korn-zu-Korn-Druck nimmt nun in der Zeiteinheit um den Betrag $\frac{\partial \sigma_z}{\partial t}$ zu.

Der Porenwasserverlust pro Volumen- und Zeiteinheit wird deshalb auch:



$$V_1 = v \frac{\partial \sigma_z}{\partial t}$$

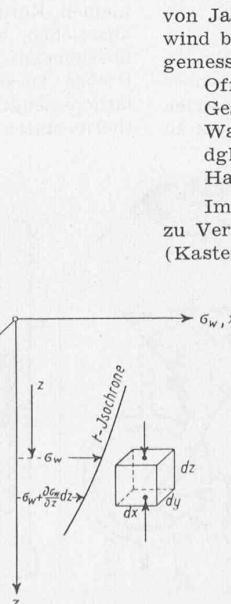
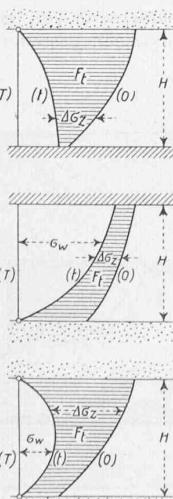


Abb. 12

Abb. 14

Abb. 15

Da die Vermehrung des Korn-zu-Korn-Drucks auf Kosten des Wasserdrucks σ_w geht, gilt für jeden Moment

$$\sigma_z + \sigma_w = \text{const.}$$

sodass

$$\frac{\partial \sigma_z}{\partial t} = -\frac{\partial \sigma_w}{\partial t}$$

Damit wird der *Porenwasserverlust* pro Volumen- und Zeiteinheit

$$V_1 = -v \frac{\partial \sigma_w}{\partial t}$$

Durch Gleichsetzung der beiden Werte von V_1 ergibt sich:

$$\frac{k}{\gamma} \frac{\partial^2 \sigma_w}{\partial z^2} = v \frac{\partial \sigma_w}{\partial t}$$

oder auch

$$\frac{k}{v \gamma} \frac{\partial^2 \sigma_w}{\partial z^2} = \frac{\partial \sigma_w}{\partial t} \quad \dots \quad (16)$$

Der Ausdruck $\frac{k}{v \gamma}$ (Dimension $\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$) wird von Terzaghi Fröhlich als *Verfestigungsbeiwert* bezeichnet.

Ueber die Bedeutung des spezifischen Porenwasserverlustes v sei noch folgendes bemerkt: Nach den Ueberlegungen, die zu Gl. (1) geführt haben, gilt:

$$v = \left(\frac{\Delta l}{l} \right) \text{ für } \Delta \sigma_z = 1$$

nun ist aber

$$\left(\frac{\Delta l}{l} \right) \text{ für } \sigma_z = 1 = \frac{1}{E}$$

also

$$v = \frac{1}{E}$$

Die Gl. (16) kann mithin auch wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{k E}{\gamma} \frac{\partial^2 \sigma_w}{\partial z^2} = \frac{\partial \sigma_w}{\partial t} \quad \dots \quad (16a)$$

Die Lösung der Differentialgleichung (16) bzw. (16a) verlangt in erster Linie die Kenntnis des Durchlässigkeitsskoeffizienten k und des Elastizitätsmoduls $E = \frac{1}{v}$, während γ das spezifische Gewicht des Wassers ist. Terzaghi und Fröhlich geben im erwähnten Buche eine Anzahl von Lösungen bei verschiedenen Randbedingungen.

Aerodynamik und Automobil

Im Institut für Aerodynamik der E. T. H. hielt Oeringen, Paul Jaray am 1. Juli vor zahlreichem Auditorium einen Vortrag, dessen erster Teil die Entwicklung des Stromlinienautomobils darlegte; im zweiten Teil erläuterte er die Auswirkungen der Stromlinienkarosserie auf den Chassisbau.

Nach kurzer Ableitung der Kräfte- und Leistungsformeln folgte eine äusserst interessante, mit Lichtbildern erläuterte Uebersicht über die Versuchsserien, die die Vorteile der Stromlinienkarosserie erhärteten. Im Jahre 1922 wurden in der Zeppelinwerft in Friedrichshafen die ersten Modellversuche auf Anregung von Jaray durchgeführt, und zwar wurde damals schon Seitenwind berücksichtigt¹⁾. Es wurden folgende Widerstandsbeiwerte gemessen:

Offener Kastenwagen	$c_v = 0,88$ bis 1,00
Geschlossener Kastenwagen	0,64 » 0,68
Wagen mit bootsförmiger Karosserie	0,52 » 0,54
dgl. mit Stromlinienkarosserie	0,24 » 0,30
Halber Stromlinienkörper	0,09

Im darauffolgenden Jahre wurden zwei gleiche Ley-Chassis zu Versuchszwecken karossiert, eines mit normaler Limousine (Kastenkarosserie) und eines mit Stromlinienkarosserie nach

Plänen von Jaray. Das Lichtbild dieses Wagens zeigte im grossen und ganzen schon die heutigen Linien, jedoch mit etwas übertriebenen Höhenmassen. Es gab eben damals noch keine Niederrahmen und man stellte zudem noch grössere Anforderungen an die Innenhöhen der Wagen. Die Vergleichsversuche ergaben z. B. für die Stromlinienkarosserie bedeutend längere Auslaufzeiten, bei einer Durchschnittsgeschwindigkeit von 40 km/h einen Brennstoffverbrauch von nur 8,5 l/100 km gegenüber 12,0 l, und wesentlich günstigere Beschleunigungszeiten. Die Stromlinienwagen fanden jedoch beim Publikum trotzdem keinen Anklang und erst im Jahre 1928 wurden weitere Versuche unternommen. Die Ingenieure Tschudi und Ad. Brüderlin führten sehr genaue und ausgedehnte Vergleichsversuche mit zwei

¹⁾ Vgl. Band 81, Seite 7* (6. Januar 1923).