Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 109/110 (1937)
Heft: 25

Artikel: Beitrag zur Berechnung der Standsicherheit von Erddämmen
Autor: Ohde, Joh. / Meyer-Peter, E. / Favre, Henry
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-49068

Band 109 Der S. I. A. ist für den Inhalt des redaktionellen Teils seiner Vereinsorgane nicht verantwortlich. Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet. Nr. 25

Beitrag zur Berechnung der Standsicherheit von Erddämmen

Von Ing. JOH. OHDE, Neuenhagen bei Berlin

Zu dem gleichnamigen Aufsatz der Herren Prof. Dr. E. Meyer-Peter, Dr. Henry Favre und Dipl. Ing. R. Müller in Band 108, Nr. 4 (S. 35) dieser Zeitschrift habe ich einige Ergänzungen anzugeben, die der Klärung und Weiterentwicklung dieses statischen Sondergebietes förderlich sein dürften.

In dem Aufsatz, im folgenden kurz mit [A] bezeichnet, wird zunächst eine interessante, wenn auch etwas umständliche Methode zur Bestimmung der Massenkräfte eines von Sickerwasser durchströmten Dammkörpers entwickelt. Es wird nachgewiesen, dass der Auftrieb durch das strömende Wasser nicht lotrecht nach oben, sondern etwas schräg — in Strömungsrichtung abgelenkt — wirkt. Bisher war es üblich, den Wasserauftrieb lotrecht wirkend anzunehmen und als Strömungs- oder Reibungskraft den auf das betrachtete Erdelement entfallenden Druckverlust des Wassers in Richtung der Stromlinien anzusetzen [1]). Der sich hier also anscheinend zeigende Widerspruch verlangt eine Klärung.

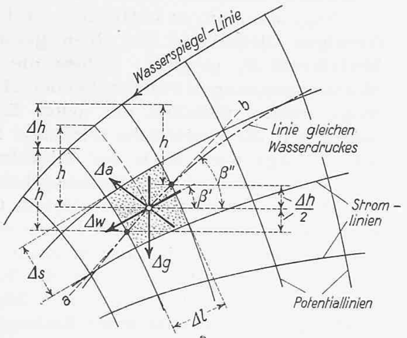

Abb. 1

Wir wollen zunächst die Massenkräfte für einen beliebigen Punkt eines von Sickerwasser durchströmten Erdkörpers ohne Zuhilfenahme der Vektor-Rechnung ermitteln. In dem durch Punktierung besonders hervorgehobenen Dammkörper-Element der Abb. 1 bedeuten:
Δg das Eigengewicht des Elements; Δw die Reibungskraft des fliessenden Wassers, in Richtung der Stromlinien wirkend, und Δa die (schräg wirkende) Auftriebskraft des Wassers.

Das *Eigengewicht* des Bodens, d. i. das Gewicht der einzelnen Bodenkörner, ist bekanntlich:

$$\Delta g = (1 - n)\, s\, \Delta v = \gamma_{tr} \Delta v, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

wenn bedeuten: Δv das Volumen des betrachteten Erdelements ($= \Delta s \Delta l \cdot 1{,}0$); n den Porenraum-Anteil von Δv; s das Einheitsgewicht der Festmasse der Bodenkörner und γ_{tr} das Raumeinheitsgewicht des Bodens in völlig trockenem Zustand (bei gleichem n wie in nassem Zustand).

Zur Herleitung der Strömungs- und Auftriebskräfte werden vorteilhaft die Linien gleichen Wasserdruckes herangezogen (vergl. [A]). Die Bedingung gleicher Druckhöhe h ist für die durchströmten Endflächen des betrachteten Elements erfüllt, wenn die Schnittpunkte der Linie gleichen Druckes mit den beiden Potentiallinien den Höhenunterschied Δh aufweisen. Man kann also die Richtung der Linie gleichen Druckes in dem betrachteten Element leicht konstruieren, indem man zwei Wagrechte im Abstand $\frac{\Delta h}{2}$ vom Mittelpunkt des Elements zieht und ihre Schnittpunkte mit den Potentiallinien durch eine Gerade (a bis b) verbindet.

Die *Strömungs- oder Reibungskraft* Δw soll anhand der Abb. 2 hergeleitet werden. Wir betrachten das Gleichgewicht des um den Winkel β'' geneigten *Wasser*elements. Die Druckkräfte des Wassers in Richtung β'' sind gleich gross, heben sich also gegenseitig auf. Daher kann das Eigengewicht des Wassers nur noch aufgenommen werden durch eine Kraft senkrecht zur Linie gleichen Druckes und durch die in die Strömungsrichtung fallende Kraft der Reibung zwischen Wasser und Boden, wie es das Krafteck in Abb. 2 zeigt. Die auf das Bodenelement wirkende Massenkraft Δw ist gleich $\Delta w'$, aber entgegengesetzt gerichtet. Man hat rechnerisch:

$$\Delta w = \frac{\sin \beta'}{\cos(\beta'' - \beta')} n \Delta v \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2a)$$

[1]) Vergl. z. B.: *Terzaghi,* «Erdbaumechanik», S. 370 und 371.

Die *Auftriebskraft* Δa des Wassers muss lotrecht zur Richtung β'' sein, da sich nur in Richtung β'' die seitlichen Druckspannungen des Wassers auf die Bodenkörner aufheben. In einer ruhenden Flüssigkeit ist der Auftrieb eines Körpers vom Volumen v bekanntlich $= v\gamma$. Da der Auftrieb als Unterschied der lotrechten Teilspannungen auf die untere und obere Hälfte gedeutet werden kann, muss er der Druckänderung $\frac{dp}{dz}$ in der betrachteten Tiefe z verhältnisgleich sein. In der Tat ist

$$v \frac{dp}{dz} = v \frac{\gamma\, dz}{dz} = v\gamma,$$

sodass man schreiben kann: $a = v \frac{dp}{dz}$.

Für unser Erdelement ist das Bodenvolumen $v = (1 - n)\Delta v$ und der Druckzuwachs in Auftriebsrichtung $\frac{dp}{dz} = \frac{\Delta h'}{\Delta s'}$ (vergleiche Abb. 3), wenn das Raumgewicht des Wassers von vornherein gleich 1,0 gesetzt wird. Nun ist:

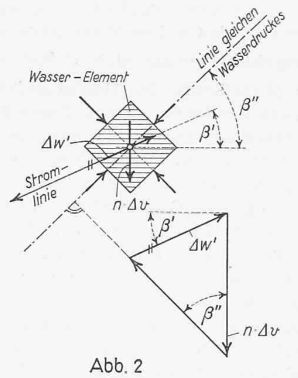

Abb. 2

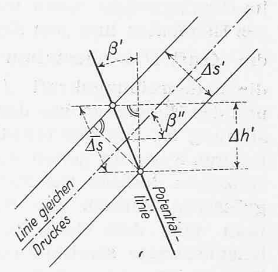

Abb. 3

$$\frac{\Delta h'}{\Delta s'} = \frac{\overline{\Delta s} \cos \beta'}{\Delta s'} = \frac{\frac{\Delta s'}{\cos(\beta'' - \beta')} \cos \beta'}{\Delta s'} = \frac{\cos \beta'}{\cos(\beta'' - \beta')},$$

sodass man schliesslich erhält:

$$\Delta a = \frac{\cos \beta'}{\cos(\beta'' - \beta')} (1 - n) \Delta v \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3a)$$

Die in dem Krafteck der Abb. 2 nicht näher bezeichnete Teilkraft errechnet sich zu

$$n \frac{\cos \beta'}{\cos(\beta'' - \beta')} \Delta v$$

Man kann demnach Gleichung 3a auch als Ergebnis einer Kräftezerlegung nach Abb. 2 deuten, wenn man $(n - 1)$ statt n setzt. Durch diesen Hinweis erkennt man im Vergleich mit den Abb. 6 und 7 des Aufsatzes [A], dass die dortigen Kräftezerlegungen genau die selben sind wie die hier verwendeten; unsere Gleichungen 2a und 3a müssen deshalb zu den gleichen Ergebnissen führen wie die vektoriell geschriebenen Gl. 20 bis 22 in [A].

Gleichungen 2a und 3a lassen sich noch vereinfachen. Man kann nämlich aus Abb. 1 die Beziehung ablesen

$$\cos(\beta'' - \beta') = \frac{\Delta l}{\frac{\Delta h}{\sin \beta''}} \quad \text{oder} \quad \frac{\sin \beta''}{\cos(\beta'' - \beta')} = \frac{\Delta h}{\Delta l}$$

Damit ist an Stelle der Gleichungen 2a und 3a

$$\Delta w = n \frac{\Delta h}{\Delta l} \Delta v, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2b)$$

$$\Delta a = (1 - n) \frac{\cos \beta'}{\sin \beta''} \frac{\Delta h}{\Delta l} \Delta v \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3b)$$

Die *Mittelkraft* Δm aller auf das betrachtete Erdelement wirkenden Massenkräfte erhält man durch Zusammensetzen von Δg, Δw und Δa (vergl. Abb. 4a). Die beiden Grössen x und y findet man zu:

$$x = (1 - n) \frac{\sin \beta''}{\cos(\beta'' - \beta')} \Delta v = (1 - n) \frac{\Delta h}{\Delta l} \Delta v,$$

$$y = (1 - n) \Delta v \quad \text{(vergl. auch Krafteck in Abb. 2),}$$

sodass man Δa und Δw ersetzen kann durch den lotrecht gerichteten Auftrieb $\overline{\Delta a} = (1 - n) \Delta v \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$

und die Strömungskraft

$$\overline{\Delta w} = \frac{\Delta h}{\Delta l}\,\Delta v \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

(s. Abb. 4b). Endlich kann man noch Δg und $\overline{\Delta a}$ durch $\overline{\Delta g}$ ersetzen (Abb. 4c) mit

$$\overline{\Delta g} = (1 - n)\,(s - 1)\,\Delta v = \gamma_{\text{u.W.}}\,\Delta v, \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

wenn $\gamma_{\text{u.W.}}$ das Raumgewicht des Bodens unter Wasser bedeutet.

Die Gleichungen 4 bis 6 sind mit dem bisherigen (eingangs erwähnten) Verfahren identisch, dessen Richtigkeit damit erneut bewiesen ist. Es ist aber damit auch kein Grund vorhanden, das bisherige einfache Verfahren (nach Abb. 4c) durch das umständlichere neue Verfahren nach [A] (Abb. 4a) zu ersetzen. — Um Missverständnissen vorzubeugen, sei noch erwähnt, dass die Bezeichnung «Auftrieb» für die Massenkraft $\overline{\Delta a}$ zwar nicht ganz korrekt ist — denn der wirkliche Auftrieb berechnet sich aus Gleichung 3b und ist schräg gerichtet —, dass es bei der Kenntnis des wahren Sachverhaltes aber wohl trotzdem unbedenklich ist, auch $\overline{\Delta a}$ als Auftriebskraft zu bezeichnen. Entsprechendes gilt für $\overline{\Delta w}$.

Als Umkehrung der obigen Darlegungen kann man auch sagen, dass der Boden auf das Wasser die Massenkräfte $-\overline{\Delta a}$ und $-\overline{\Delta w}$ ausübt. Ein etwas grösseres *Wasser*element, in dem sich einige Bodenkörner befinden, hat demnach das Eigengewicht $n\Delta v + \Delta a = \Delta v$, d. h. man kann so rechnen, als wenn der ganze Raum des Elements mit Wasser erfüllt wäre. Aehnliches gilt für die Strömungskraft $\overline{\Delta w}$, weil die wirkliche Strömungskraft $\Delta w = n\overline{\Delta w}$ ist. Ein solches Wasserelement ist demnach im Gleichgewicht, wenn man zu den Wasserdrücken am Umfang des Elementes und dem Eigengewicht des vollen Elementes noch die Kraft $\overline{\Delta w}$ hinzunimmt. Umgekehrt muss sich daher auch die Bodenreibungskraft $\overline{\Delta w}$ als Mittelkraft der Umfangsdrücke und des Eigengewichts des Wassers ermitteln lassen. Diese Feststellung ist für das praktische Rechnen nützlich; denn die bisherigen Formeln gelten nur für hinreichend kleine Elemente und erfordern deshalb zur Erfassung der Gesamtwirkung für einen grösseren Bereich eine Summierung der Einzelkräfte, während man nach dem Gesagten ohne weiteres für einen grösseren, beispielsweise streifenförmigen Teil des in Betracht gezogenen Rutschkörperquerschnitts die Mittelwirkung der Strömungskräfte ermitteln kann: man setzt einfach die Wasserdrücke am Umfang des Streifens mit dem vollen Eigengewicht des Wassers zusammen; das Verfahren dürfte durch Abb. 5 genügend veranschaulicht sein. In der Nähe eines ruhenden Wasserspiegels fallen die Strömungskräfte $\overline{w}$ gegenüber den anzusetzenden Wasserdrücken oftmals klein aus. In solchen Fällen ist es zur Erhöhung der zeichnerischen Genauigkeit ratsam, an Stelle der wirklichen Wasserdrücke die Differenz-Wasserdrücke zur Ermittlung von $\overline{w}$ heranzuziehen. Man erhält diese, indem man von den wirklichen Wasserdrücken die Wasserdrücke des im Erdkörper fortgesetzt gedachten ruhenden Wasserspiegels abzieht. Dabei darf man dann das Eigengewicht des Wassers, soweit es sich unterhalb des ruhenden Wasserspiegels befindet, nicht berücksichtigen, da es ja in diesem Fall durch die nicht angesetzten Drücke des ruhenden Wasserspiegels aufgenommen wird.

Geht man noch einen Schritt weiter und fragt nach der Gesamtwirkung aller einzelnen Strömungskräfte für den ganzen Rutschkörper, so entfallen die Wasserdrücke in den (lotrechten) Schnittebenen. Man kann dann auch noch die Wassergewichte zum Bodengewicht hinzuschlagen — also gleichsam das Raumgewicht des Bodens ohne Auftriebswirkung ansetzen — und braucht dann nur noch die Wasserdrücke längs der Gleitfläche in Ansatz zu bringen; vergl. Abb. 6. Die Summe der beiden Kräfte $G + W$ muss dann mit den Bodenkräften längs der Gleitfläche im Gleichgewicht sein. Bei der Benutzung kreisförmiger Gleitflächen wirken die Wasserdrücke in Richtung des Kreismittelpunktes, fallen also bei der Aufstellung der Momentengleichung ganz heraus. — Dieses sehr einfache Verfahren nach Abb. 6 hat Prof. v. Terzaghi bereits angegeben[2]).

In dem Aufsatze [A] ist mit einer plötzlichen Wasserspiegelsenkung gerechnet. Dadurch erhöhen sich die in der Gleitfläche vorhandenen Normalspannungen, und die Schubfestigkeit des Bodens wird in den meisten Fällen stärker in Anspruch genommen. Es ist für diesen Fall jedoch zu bedenken, dass bei schwer durchlässigen, also stark bindigen Bodenarten bei plötzlicher Steigerung der Normalspannungen die vorhandene Schubfestigkeit nicht etwa — dem Reibungsgesetz entsprechend — sofort mitwächst, sondern zunächst gar nicht zunimmt, weil die plötzliche Steigerung der Normalspannungen nicht von den Bodenkörnern, sondern vom Porenwasser aufgenommen wird. Auf diese wichtige Tatsache hat v. Terzaghi zuerst nachdrücklichst aufmerksam gemacht.

Wir geben nachstehend für kreisrunde Gleitflächen ein Verfahren an, das den ungünstigen Einfluss des Porenwasserüberdruckes in einfacher Weise zu berücksichtigen gestattet.

Angenommen, es hätte auf der in Abb. 7 dargestellten kreisförmigen Gleitfläche für einen genügend langen Zeitraum die Mittelkraft R_1 gewirkt, sodass die Schubfestigkeiten die den Normalspannungen entsprechenden Höchstwerte aufweisen. Dann möge relativ plötzlich ein neuer Belastungszustand eintreten, dessen auf die Gleitfläche wirkende Mittelkraft zu R_2 gefunden sei. Gefragt wird nach der Schubfestigkeits-Inanspruchnahme oder dem erforderlichen Reibungsbeiwert.

Etwa vorhandene Haftfestigkeit (Kohäsion) kann (um einen genügenden Sicherheitsgrad verkleinert) als äussere Kraft eingeführt werden; sie ist also schon in R_1 und R_2 enthalten, sodass wir unsere Betrachtungen auf die Reibungskräfte in der Gleitfläche beschränken können. Die Mittelkraft T_1 der unter der Wirkung von R_1 vorhandenen Reibungs-Schubspannungen τ_1 (also ohne Kohäsions-Schubspannungen) lässt sich nach bekannten Verfahren ermitteln, da voraussetzungsgemäss die für R_1 erforderlichen τ_1-Werte längs der Gleitfläche bekannt sind. Dadurch ist auch gleichzeitig die Normalspannungs-Mittelkraft N_1 festgelegt, da N_1 durch den Schnittpunkt von R_1 mit T_1 und durch den Kreismittelpunkt gehen muss. Ausserdem steht N_1 auf T_1 lotrecht, wie man leicht nachweisen kann, und N_1 schliesst mit R_1 den für R_1 erforderlichen Reibungswinkel ein.[3])

Denkt man sich jetzt an Stelle von R_1 plötzlich R_2 wirkend, so bleibt die verfügbare Schubfestigkeit längs der Gleitfläche laut Voraussetzung unverändert. Lage und Richtung von T_2 sind also die gleiche, wie die von T_1; nur die Grösse ist anders, da die vorhandene Schubfestigkeit stärker in Anspruch genommen wird. Durch die bekannte Lage ist aber ebenso wie vorhin für N_1 die Richtung von N_2 gegeben, sodass aus der Zerlegung von R_2 in die Richtungen von N_2 und T_2 die für R_2 notwendige Schubkraft T_2 ermittelt werden kann. Da die Normalspannungen des Bodens (N_1) durch das plötzliche Auftreten von R_2 zunächst keine Aenderung erfahren haben, ist der mindestens erforderliche

[2]) In seiner Berliner Gastvorlesung im Winterhalbjahr 1935/36; s. auch Proceedings of the internat. conference on soil mechanics and foundation engineering. Juni 1936, Teil I, S. 156 und 215.

[3]) Auf diese Zusammenhänge komme ich an anderer Stelle eingehender zurück.

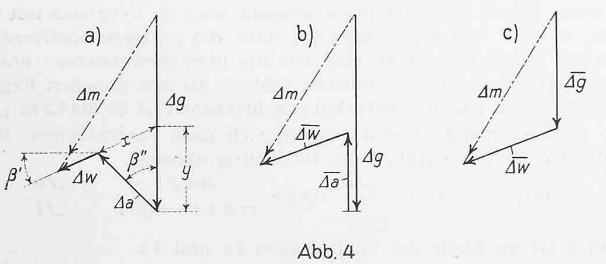

Abb. 4

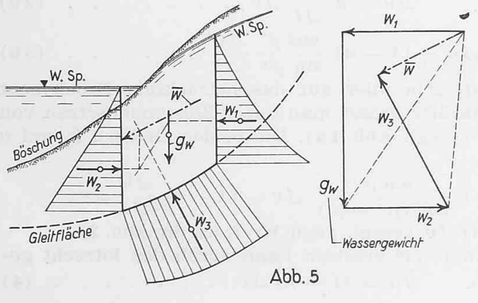

Abb. 5

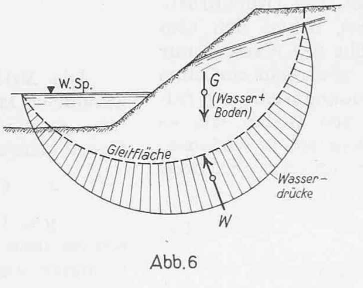

Abb. 6

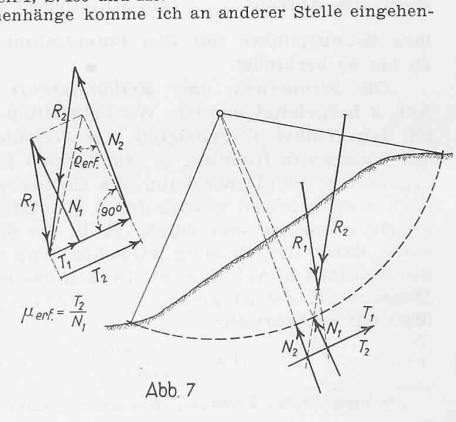

Abb. 7

Reibungsbeiwert $\mu_{erf} = \frac{T_2}{N_1}$. Der wirklich vorhandene Beiwert des Erdmaterials (μ_{vorh}) muss natürlich sicherheitshalber noch um einen gewissen Betrag grösser sein als μ_{erf} ($= \mathrm{tg}\, \varrho_{erf}$).

Wenn die neue Belastung R_2 mit Hilfe von Stromliniennetzen gefunden wurde, lässt sich darüber streiten, ob beim Eintreten gespannten Porenwassers auch noch mit dem ohne Rücksicht auf Porenwasser-Ueberdruck gezeichneten Stromlinienbild gerechnet werden darf. Solange diese Frage nicht genau beantwortet ist, wird man sie wohl bejahen dürfen.

Zur Frage der Sicherheit möchte ich nur noch erwähnen, dass eine verlässliche Sicherheitszahl meines Erachtens immer das Verhältnis der vorhandenen Schubfestigkeit zu der für Gleichgewicht mindestens erforderlichen Schubfestigkeit angeben muss, was der von Prof. Fellenius[4]) zuerst angedeuteten Sicherheitszahl: $\eta = \frac{\tau_{vorh}}{\tau_{erf}}$ entspricht. Diese Art der Sicherheitsangabe deckt sich mit der bei festen Baustoffen üblichen Angabe der zulässigen Festigkeits-Inanspruchnahme. Für reine Reibungserde (μ; keine Haftung) oder reine Haftungserde (k; keine Reibung) wird man demnach setzen:

$$\eta_\mu = \frac{\mu_{vorh}}{\mu_{erf}} \quad \text{oder} \quad \eta_k = \frac{k_{vorh}}{k_{erf}}.$$

Die Haftfestigkeit eines Erdmaterials ist wechselnden Einflüssen gegenüber oft stärker veränderlich als die innere Reibung; man wird daher η_k grösser annehmen als η_μ. Für zusammenwirkende Reibung und Haftung wäre aus diesem Grunde zu fordern:

$$\tau_{vorh} = \eta_k\, k_{erf} + \eta_\mu\, \mu_{erf}.$$

Der Ansatz des Verhältnisses vom (passiven) Erdwiderstand E_p und (aktiven) Erddruck E_a $\left(\eta_E = \frac{E_p}{E_a}\right)$ ist nicht einwandfrei, weil sich nicht immer das nämliche Verhältnis der beiden verschiedenen Sicherheitszahlen ergibt. Man hat in diesem Falle deshalb keine klare Vorstellung davon, wie weit die wirklich vorhandene Schubspannung noch von der Bruchspannung entfernt ist.

*

Erwiderung

Der Aufsatz der Versuchsanstalt für Wasserbau an der E. T. H. Zürich in Bd. 108 der «SBZ», Nr. 4 (25. Juli 1936) hatte, wie im letzten Absatz der Einleitung gesagt, nicht die Prätention, wesentlich Neues zu sagen, sondern die bekannten Grundlagen der Berechnung durchströmter Dämme, die in der Literatur zerstreut sind, in leicht fasslicher Form zusammenzustellen. Dabei wurde dann der Fall rascher Absenkung des gestauten Wasserspiegels, der bisher wenig behandelt war, besonders beleuchtet.

Der erste Teil des Aufsatzes des Herrn Ohde gibt sich in grundsätzlich mit unsern Ausführungen übereinstimmender Art mit der Bestimmung der auf die festen Teile der Schüttung wirkenden «Massenkräfte» ab und er gelangt auch zum gleichen Ergebnis; da er aber nicht die vektorielle Darstellung benützt, sind seine Darlegungen etwas weniger übersichtlich. Der Verfasser zeigt dann, dass die Resultierende der tatsächlich wirkenden Massenkräfte, die sich wie bei uns aus dem Gewicht des Bodens, einem schief gerichteten Auftrieb und einer ebenfalls schief gerichteten Reibungskraft zusammensetzen, auch noch in anderer Form dargestellt werden kann, nämlich aus dem Gewicht des Bodens, einem fiktiven senkrecht gerichteten Auftrieb, entsprechend jenem nach Archimedes, und einer wie bei uns zur Strömungsrichtung parallelen, aber sonst fiktiven Reibungskraft. Diese Methode ist didaktisch weniger empfehlenswert, weil die Einführung fiktiver Kräfte nur dann begründet ist, wenn dadurch wesentliche Ersparnisse an Zeitaufwand erzielt werden. Dies ist aber nicht der Fall, denn es bedarf zu ihrer Bestimmung des gleichen Strömungsnetzes (Stromlinien, Aequipotentiallinien und Linien gleichen Piezometerstandes).

Der Verfasser geht dann über zur Bestimmung der auf die festen Teile einer senkrechten Lamelle wirkenden Kräfte, wobei er in besonderer Ableitung zeigt, wie für diesen Fall die fiktive Reibungskraft als Resultierende aus dem Eigengewicht der durch Wasser ersetzten Lamelle, und den auf den Umfang der Lamelle wirkenden Wasserdrücken ermittelt werden kann. Zur Bestimmung der letztgenannten benötigt er wieder das Strömungsnetz.

Daraus wird dann weiter, an sich richtig, aber in der Darlegung unklar, gezeigt, dass es möglich ist, auf einfache Weise die Gesamtresultierende der auf die festen Teilchen des ganzen Segmentes (eingeschlossen durch Bodenoberfläche und angenommene Gleitfläche) wirkenden Kräfte zu bestimmen. Der Verfasser behauptet, dass diese Methode mit der von Prof. Dr. v. Terzaghi in den «Proceedings of the international Conference of Soil mechanics» 1936, Vol. I, S. 156 und ff., sowie Seite 215 und ff. gegebenen Berechnungsweise identisch sei. Demgegenüber ist hervorzuheben, dass Terzaghi im ersten der genannten Artikel in keiner Weise eine Anwendung auf ganze Segmente vornimmt, sondern sich darauf beschränkt, die Kräfte für Vertikallamellen anzugeben. Dabei gibt er als auf die Lamelle wirkend an: das Eigengewicht des Bodens (plus Wasser) und einen senkrecht gerichteten Wasserdruck, der mit Hilfe des Strömungsnetzes aus der Druckhöhe in der angenommenen Gleitfläche ermittelt wird, während die Reibungskraft, von der zwar in der Einleitung die Rede ist, vernachlässigt wird; im zweiten Aufsatz handelt es sich um eine ebene Gleitfläche. In der Tat hat die Ermittlung der Gesamtresultierenden auf das ganze Segment nur einen geringen Wert, weil man daraus die ungleiche Verteilung der Normalkraft auf der angenommenen gekrümmten Gleitfläche nicht ermitteln kann. Diese Verteilung ist aber zur Berechnung der tatsächlich möglichen Reibungskraft erforderlich. Eine der von Krey angegebenen Näherungsmethoden begnügt sich zwar auch damit, die Gleitsicherheit aus der Gesamtresultierenden abzuleiten, diese Methode erscheint aber doch als etwas zu ungenau. Noch weniger brauchbar ist die blosse Angabe der Resultierenden, wenn die Schüttung aus verschiedenen Materialien besteht, wie dies in vielen praktischen Aufgaben der Fall ist.

Im zweiten Teil gibt dann Ing. Ohde noch eine Näherungsmethode, die gestatten soll, aus einem bekannten Belastungszustand, d. h. gegebener Gesamtresultierender auf das Bodensegment, die Wirkung einer plötzlich eintretenden Aenderung dieser Belastung zu untersuchen. Dabei nimmt er die neue Gesamtresultierende einfach als gegeben an, während doch das Problem darin besteht, bei gegebener Aenderung der Randbedingungen, z. B. bei vorgeschriebener Absenkung des gestauten Wasserspiegels, die neuen Kräfte zu bestimmen, die auf die festen Teile des Segmentes wirken. Hierzu ist aber, wie in unserm Aufsatz gezeigt, die Aufzeichnung eines vollständig neuen Strömungsbildes erforderlich. Man kann sich übrigens auch sonst mit den sehr summarischen Darlegungen Ohdes, da sie, unter Anwendung einiger nicht nachgewiesener vereinfachender Annahmen, nur zur Ermittlug der Resultierenden der Normaldrücke und Tangentialkräfte auf die Gleitfläche führen, nicht einverstanden erklären.

Die Bemerkungen Ohdes über druckgespanntes Porenwasser geben noch zu folgenden Ausführungen Anlass:

Zunächst ist es nicht zutreffend, dass nach Aenderung der hydraulischen Randbedingungen (z. B. Absenkung des Stauspiegels) Richtung und Lage der Resultierenden der Reibungskräfte in der Gleitebene gleich bleiben, wie vor der Aenderung. Die auftretenden Reibungskräfte sind vielmehr abhängig von den zwischen den festen Teilen der Schüttung wirkenden neuen Masskräften; diese bestimmen sich aber aus dem neuen Strömungsfeld. Der Satz vom anfänglichen Gleichbleiben der Kräfte zwischen den Körnern der Schüttung bei Aenderung der äussern Last gilt wohl für den Druckversuch im hermetisch geschlossenen Zylinder und unter Annahme vollständiger Unelastizität des Wassers. Er gilt aber schon nicht mehr bei der Veränderung der Auflast auf freiem Boden. Denn wenn das Grundwasser, das vor der Belastungsänderung im «ungespannten» natürlichen Zustand war, im ersten Moment auch nur einen Teil der Mehrbelastung aufnimmt, entsteht sofort ein Strömungsfeld, das auf die festen Körner schiefgerichtete Auftriebkräfte und Reibungskräfte in Richtung der Strömung zur Folge hat. Der innere Spannungszustand im Boden wird also mit Aufbringen der neuen Last sofort geändert. Eine andere Auffassung ist mit der Mechanik nicht verträglich.

Die Ermittlung der Massenkräfte in unserem Fall setzt also die getrennte Untersuchung zweier Einflüsse voraus, nämlich des Einflusses der Aenderung der hydraulischen Randbedingungen und jenes der Deformation der Körner der Schüttung, die durch die neuen Massenkräfte entsteht. Wenn wir nämlich die Schüttung als nachgibiger voraussetzen als das Wasser, wird die Zusammendrückung der festen Körper in stark undurchlässigem Material druckgespanntes Porenwasser erzeugen. Diese Erscheinung hat dann eine sekundäre Aenderung des Strömungsbildes und damit der auf die festen Körner wirkenden Massenkräfte zur Folge. Bei relativ stark sandhaltigen, also durchlässigen Materialien mit geringer Zusammendrückbarkeit, wie sie in unserem Aufsatz vorausgesetzt waren, sind wir der Ansicht, dass dieser sekundäre Einfluss, nach dem heutigen Stande der Wissenschaft, zu vernachlässigen ist.

Prof. Dr. E. Meyer-Peter,
Dr. Henry Favre, Dipl. Ing. R. Müller.

[4]) *W. Fellenius:* «Erdstatische Berechnungen . . .», Berlin 1927, S. 39.