

INHALT: Beitrag zur Berechnung der Standsicherheit von Erdämmen. — Die Plangenehmigung bei Fabrikbauten. — Wettbewerb für die Erweiterung des Kantonspitals St. Gallen. — Nochmals Drahtseil-Macharten und Drahtseil-Normen. — Eine Ehrenrettung. — 14. Internat. Architekten-Kongress in Paris. — Mitteilungen: Bodenverfestigung durch Schwingstrübler. Bau der Sitterbrücke Haggen-Stein. Wärmehaltung im Fernheizwerk der Kehrrechtverbrennungsanstalt Zürich. Staffeltarif für

Personenverkehr in der Schweiz. Zürcher Tonhalle und Kongressgebäude. Kantonsbaumeister von Zürich. 400-Jahrfeier der Universität Lausanne. Neue Chelseabridge in London. Journées Internat. de Chronométrie et de Métrologie. Eidg. Technische Hochschule. — Nekrologe: Jos. Weishauptl. Jean Poudret. — Wettbewerbe: Neubau des Wirtschaftsgebäudes auf der Waid in Zürich. — Literatur.

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 Erdämmen

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 Massenkraft 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 anzusetzen¹⁾. Der sich hier also anscheinend zeigende Widerspruch verlangt eine Klärung.

Wir wollen zunächst die Massenkraft 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:

Jg das Eigengewicht des Elements; Jw die Reibungskraft des fließenden Wassers, in Richtung der Stromlinien wirkend, und Ja die (schräg wirkende) Auftriebskraft des Wassers.

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

$$Jg = (1 - n) s Jv = \gamma_{tr} Jv, \dots \dots \dots (1)$$

wenn bedeuten: Jv das Volumen des betrachteten Erdelements (= $J s J l \cdot 1,0$); n den Porenraum-Anteil von Jv ; 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 Jh aufweisen. Man kann also die Richtung der Linie gleichen Druckes in dem betrachteten Element leicht konstruieren, indem man zwei Wagerechte im Abstand $\frac{Jh}{2}$ vom Mittelpunkt des Elements zieht und ihre Schnittpunkte mit den Potentiallinien durch eine Gerade (a bis b) verbindet.

Die Strömungs- oder Reibungskraft Jw soll anhand der Abb. 2 hergeleitet werden. Wir betrachten das Gleichgewicht des um den Winkel β'' geneigten Wasserelements. 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 Kräfteck in Abb. 2 zeigt. Die auf das Bodenelement wirkende Massenkraft Jw ist gleich Jw' , aber entgegengesetzt gerichtet. Man hat rechnerisch:

$$Jw = \frac{\sin \beta''}{\cos (\beta'' - \beta')} n Jv \dots \dots \dots (2a)$$

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

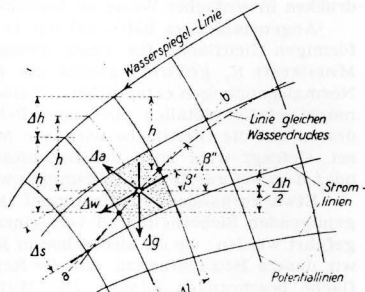


Abb. 1

Die Auftriebskraft Ja 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 verhältnismäßig sein. In der Tat ist

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

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

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

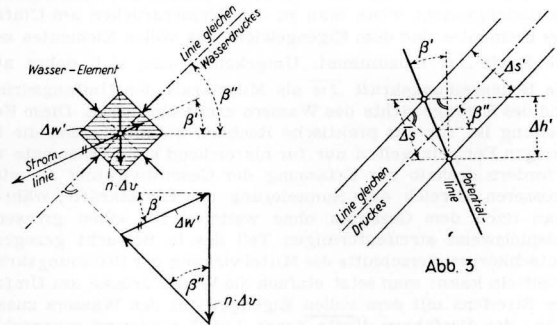


Abb. 2

Abb. 3

$$\frac{Jh'}{Js'} = \frac{Js \cos \beta'}{\Delta s'} = \frac{Js'}{\cos (\beta'' - \beta')} \cos \beta' = \frac{\cos \beta'}{\cos (\beta'' - \beta')},$$

sodass man schliesslich erhält:

$$Ja = \frac{\cos \beta'}{\cos (\beta'' - \beta')} (1 - n) Jv \dots \dots \dots (3a)$$

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

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

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

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

Damit ist an Stelle der Gleichungen 2a und 3a

$$Jw = n \frac{\Delta h}{Jl} Jv \dots \dots \dots (2b)$$

$$Ja = (1 - n) \frac{\cos \beta'}{\sin \beta''} \frac{\Delta h}{Jl} Jv \dots \dots \dots (3b)$$

Die Mittelkraft Jm aller auf das betrachtete Erdelement wirkenden Massenkraft erhält man durch Zusammensetzen von Jg , Jw und Ja (vergl. Abb. 4a). Die beiden Grössen x und y findet man zu:

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

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

sodass man Ja und Jw ersetzen kann durch den lotrecht gerichteten Auftrieb $Ja = (1 - n) Jv \dots \dots \dots (4)$

und die Strömungskraft

$$\overline{Jw} = \frac{Jh}{Jl} Jv \dots \dots \dots (5)$$

(s. Abb. 4b). Endlich kann man noch Jg und \overline{Ja} durch \overline{Jg} ersetzen (Abb. 4c) mit

$$\overline{Jg} = (1 - n) (s - 1) Jv = \gamma_{u.w.} Jv, \dots \dots (6)$$

wenn $\gamma_{u.w.}$ 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{Ja} 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{Ja} als Auftriebskraft zu bezeichnen. Entsprechendes gilt für \overline{Jw} .

Als Umkehrung der obigen Darlegungen kann man auch sagen, dass der Boden auf das Wasser die Massenkraft $-\overline{Ja}$ und $-\overline{Jw}$ ausübt. Ein etwas grösseres Wasserelement, in dem sich einige Bodenkörner befinden, hat demnach das Eigengewicht $nJv + Ja = Jv$, d. h. man kann so rechnen, als wenn der ganze Raum des Elements mit Wasser erfüllt wäre. Ähnliches gilt für die Strömungskraft \overline{Jw} , weil die wirkliche Strömungskraft $Jw = n\overline{Jw}$ 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{Jw} hinzunimmt. Umgekehrt muss sich daher auch die Bodenreibungskraft \overline{Jw} 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.

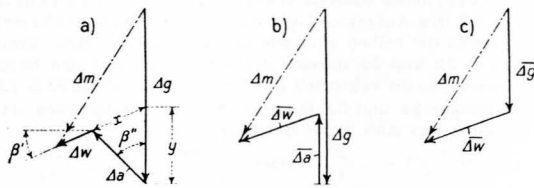


Abb. 4

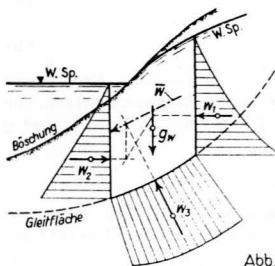


Abb. 5

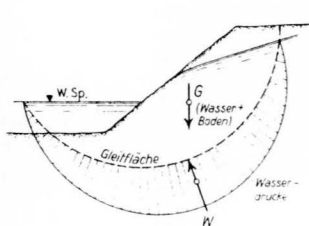


Abb. 6

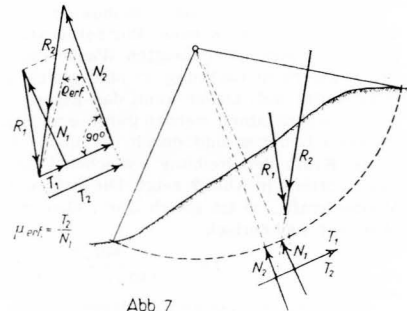


Abb. 7

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.

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

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-Überdruck 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. Fellenius¹⁾ zuerst angedeuteten Sicherheits-

zahl: $\eta = \frac{\tau_{\text{vorh}}}{\tau_{\text{erf}}}$ 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:

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

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:

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

Der Ansatz des Verhältnisses vom (passiven) Erdwiderstand E_p und (aktiven) Erddruck E_a ($\eta_E = \frac{E_p}{E_a}$) 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 Präzision, 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, Äquivalentiallinien 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 Gesamresultierende der auf die festen Teilchen des ganzen Segmentes (eingeschlossen durch Bodenoberfläche und angenommene Gleitfläche) wirkenden Kräfte zu bestimmen. Der Ver-

fasser 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 Gesamresultierenden 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 Gesamresultierenden abzuleiten, diese Methode erscheint aber doch als etwas zu ungenau. Noch weniger brauchbar ist die blosser 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 Gesamresultierender auf das Boden-segment, die Wirkung einer plötzlich eintretenden Aenderung dieser Belastung zu untersuchen. Dabei nimmt er die neue Gesamresultierende 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 Ermittlung 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 Wasserspiegels) 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 Massenkräften; diese bestimmen sich aber aus dem neuen Strömungsbild. Der Satz vom anfänglichen Gleichbleiben der Kräfte zwischen den Körnern der Schüttung bei Aenderung der äusseren 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 Auftriebskräfte 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 nachgiebiger 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

¹⁾ W. Fellenius: «Erdstatische Berechnungen . . .», Berlin 1927, S. 39.

Einfache erdstatische Berechnungen der Standsicherheit von Böschungen

Von Joh. Ohde, Neuenhagen bei Berlin¹⁾

Zur Beurteilung der Rutschgefahr einer Böschung muß der in der Natur vorhandene Gleitwiderstand des Erdstoffes mit dem unbedingt erforderlichen Gleitwiderstand verglichen werden, der durch statische Untersuchungen gefunden wird. Der wirklich vorhandene Gleitwiderstand kann durch Versuche mit ungestörten Erdproben ermittelt werden, wobei auch später etwa eintretende Veränderungen der Festigkeit des Erdkörpers in Betracht zu ziehen sind. Auf diese Versuche soll hier jedoch nicht weiter eingegangen werden; dagegen sei nachstehend kurz über einige vereinfachte Berechnungsverfahren berichtet, die der Verfasser kürzlich an anderer Stelle ausführlicher behandelt hat²⁾.

Rutschungen von Böschungen und ähnlichen Geländesprüngen gehen im allgemeinen auf kurvenförmigen Gleitflächen vor sich; bei der statischen Untersuchung kann man sich fast in jedem Falle mit der Annahme kreisförmiger Gleitflächen begnügen, weil die damit erzielte Genauigkeit völlig ausreicht.

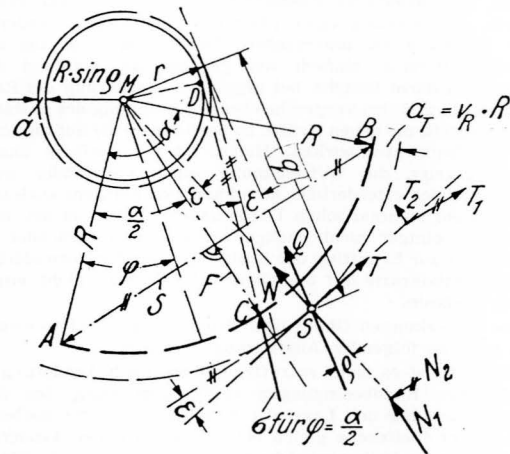


Abb. 1. Zerlegung von Q in N und T

Ein einfaches Berechnungsverfahren für kreisförmige Gleitflächen

Fast alle Verfahren für kreisförmige Gleitflächen sind mehr oder weniger zeitraubend, weil der Querschnitt des Rutschkörpers in eine Anzahl von Flächenstreifen aufgeteilt werden muß. Eine Ausnahme macht ein von Krey angegebenes vereinfachtes Verfahren³⁾, dem die Annahme zugrunde liegt, daß die Mittelkraft Q aller Einzelkräfte $\Delta Q = \sigma \cdot \Delta s$ längs der Gleitfläche den $R \cdot \sin \varphi$ -Kreis berührt, den auch die einzelnen Spannungsrichtungen berühren ($R =$ Gleitkreishalbmesser, $\varphi =$ Reibungswinkel). Dieses Verfahren von Krey hat nur den Nachteil, daß es weniger genau ist. Man kann allerdings immer danach rechnen, weil man sich in jedem Falle auf der sicheren Seite befindet.

Es ist unschwer nachzuweisen, daß die Gleitflächen-Mittelkraft Q nicht genau den $R \cdot \sin \varphi$ -Kreis berührt, sondern um ein gewisses Maß a außerhalb des Kreises liegt (Abb. 1). Dieser Abstand a läßt sich nun durch Näherungsformeln ausreichend genau berechnen, wenn die

wirkliche Verteilung der σ -Spannungen längs der Gleitfläche durch eine angenäherte, in mathematischer Hinsicht genügend einfache Verteilungsfunktion ersetzt wird (Ersatzfunktion). Die eingehendere Untersuchung²⁾ ergibt mit den Bezeichnungen nach Abb. 1 folgende Zusammenhänge:

1. Mit $a = v_R \cdot R \sin \varphi$ hat man für v_R folgende schnell konvergierende Reihe:

$$v_R = c_2 \cdot a^2 + c_4 \cdot a^4 + \dots$$

und für die Abweichung ε der Q-Richtung von der mittleren Spannungsrichtung (σ -Richtung für $\varphi = \frac{\alpha}{2}$):

$$\varepsilon = c_1 \cdot a + c_3 \cdot a^3 + \dots$$

wobei die c-Werte nicht mehr vom Reibungswinkel φ , sondern nur noch von der Spannungsverteilung längs der Gleitfläche (dem sog. »Belastungsbild«) abhängig sind.

Z. B. gilt

für gleichmäßige Spannungsverteilung:

$$v_R = \frac{a^2}{24} + \frac{7a^4}{5760} + \dots; \varepsilon = 0,$$

für parabelförmige Verteilung

$$\left(\text{Größtwert von } \sigma \text{ für } \varphi = \frac{\alpha}{2} \right):$$

$$v_R = \frac{a^2}{40} + \frac{9a^4}{22400} + \dots; \varepsilon = 0$$

und für dreieckförmige Verteilung:

$$v_R = \frac{a^2}{36} + \frac{a^4}{2160} + \dots; \varepsilon = \frac{a}{6} + \frac{a^3}{810} + \dots$$

Für baupraktische Berechnungen genügt meistens schon das erste Glied der Reihen; nur für größere Gleitkreiswinkel ist noch das zweite Glied hinzuzunehmen.

2. Zerlegt man die Gleitflächenkraft Q nach Abb. 1 in die Kräfte N (Mittelkraft aller Normalspannungen ν) und T (Mittelkraft aller Schubspannungen τ), wobei N durch den Kreismittelpunkt gehen und T lotrecht zu N sein muß, so weicht die N-Richtung ebenfalls um den Winkel ε von der Mittellinie ($\varphi = \frac{\alpha}{2}$) ab, und die Kraft T

(oder der Schnittpunkt S von Q, N und T) hat vom Gleitkreis den Abstand $a_T = v_R \cdot R$.

3. Für den mindestens erforderlichen Reibungsbeiwert $\mu = \tan \varphi$ gilt:

$$\mu_{\text{erf}} = \frac{r}{q},$$

was übrigens aus Abb. 1 ohne weiteres abzulesen ist.

Mit Hilfe dieser Ergebnisse ist man in der Lage, alle Rutschungs-Untersuchungen für kreisförmige Gleitflächen in einfacher Weise durchzuführen. Die benötigten Verhältniswerte v_R trägt man ein für allemal in einer Tafel als Kurven auf (Abb. 2). Die Wahl der Ersatzfunktion für die Spannungsverteilung in der Gleitfläche kann meistens genügend genau nach der Form des Rutschkörpers schätzungsweise vorgenommen werden, wie an Hand der Abb. 3 gezeigt werden soll; ein genaueres Vorgehen unter Benutzung der ε -Werte ist in der ausführlicheren Arbeit angedeutet.

Abb. 3 zeigt die statische Berechnung für eine bindige Erdböschung mit vorgelagerter Deckschicht aus Sand und Kies (oder Steinschüttung), wobei der Einfachheit halber nur eine Gleitfläche untersucht ist. In Wirklichkeit muß man mehrere Gleitflächen in der gleichen Weise durchrechnen, um dadurch die ungünstigste Gleitfläche mit der geringsten Rutschsicherheit herauszufinden. — Alle wirksamen »äußeren« Kräfte, wie das Eigen-

¹⁾ Aus der Erdbau-Abteilung der Berliner Versuchsanstalt für Wasser-, Erd- und Schiffbau.

²⁾ Joh. Ohde: Einfache erdstatische Berechnungen von Böschungen, Heft 67 des »Archiv für Wasserwirtschaft«, Berlin 1942. In Vorbereitung. Preis etwa RM 4.—.

³⁾ Krey-Ehrenberg: Erddruck, Erdwiderstand, 5. Aufl., Berlin 1936.

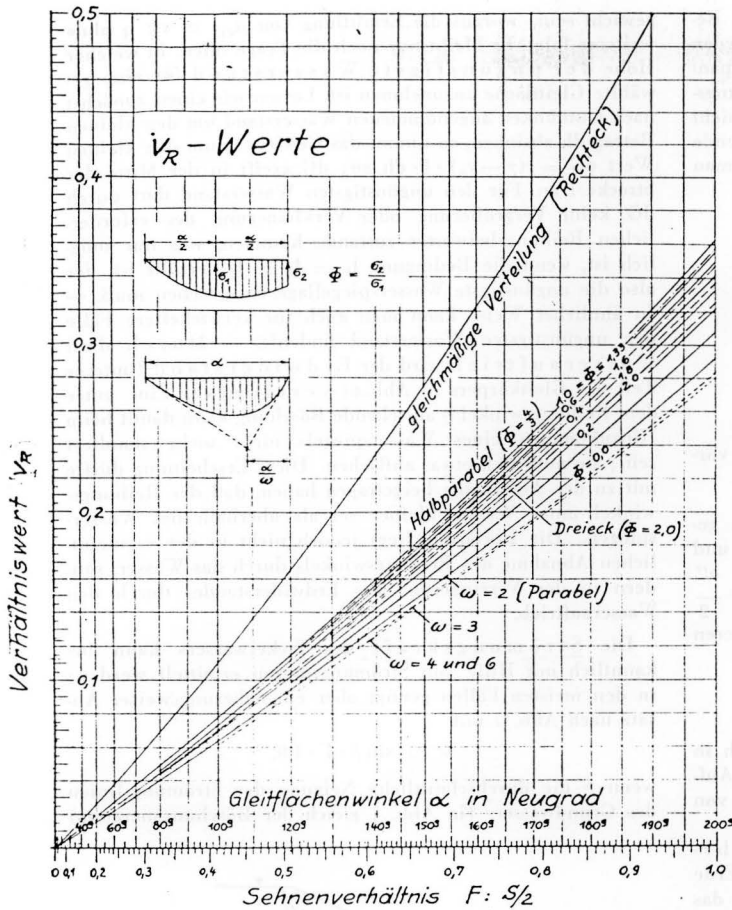


Abb. 2. v_R -Werte für den Abstand a der Kraft Q vom $R \cdot \sin \rho$ -Kreis

gewicht G des Rutschkörpers (einschl. Verkehrslast P), die Strömungskraft W des Sickerwassers und der Erdwiderstand E_p der Deckschicht, kann man zu einer Mittelkraft M zusammensetzen, die dann mit der Mittelkraft Q der »inneren« Kräfte (Spannungen längs der kreisförmigen Gleitfläche) im Gleichgewicht sein muß. Verlängert man nun die Wirkungslinie von M bzw. Q nach oben hin und errichtet vom Kreismittelpunkt das Lot auf diese Wirkungslinie, so ist damit das Maß r bereits gefunden. Ebenso erhält man die Strecke q , die auf der Q -Wirkungslinie vom Lotpunkte bis zum Punkt S in der Entfernung $a_R = v_R \cdot R$ außerhalb der Gleitfläche gemessen wird. Damit ist das gesuchte Ergebnis $\mu_{\text{erf}} = r : q$ gefunden.

Der einzusetzende v_R -Wert wird in Abb. 2 abgelesen. Hierbei kann man näherungsweise (praktisch oft genau genug) mit gleichmäßiger Spannungsverteilung längs der Gleitfläche rechnen, wobei allerdings nicht der eigentliche Gleitkreiswinkel α , sondern ein kleinerer Winkel α_R eingesetzt werden muß, der durch Ersetzen des Rutschkörperquerschnitts durch ein gefühlsmäßig gemitteltes Rechteck (in Abb. 103 strichpunktiert) gewonnen wird. Eine andere Möglichkeit ist durch Annahme parabelförmiger Verteilung gegeben, wobei der in Abb. 2 an Stelle von α einzusetzende Winkel α_p durch Verlängerung des Gleitkreises bis zum Schnitt mit der verlängerten Böschungslinie erhalten wird (da nach Abb. 3 die Ecken der Parabelfläche nicht voll mitwirken, wird v_R ein wenig zu groß erhalten). Noch genauer erhält man v_R durch Annahme eines der Form des Rutschkörpers gut entsprechenden (in Abb. 2 erläuterten) ϕ -Wertes, wobei dann etwa α_E anstatt α einzusetzen ist.

Bisher ist etwa vorhandene Festigkeit (Kohäsion) k nicht berücksichtigt, was jetzt nachgeholt werden soll. Am einfachsten läßt sich die Festigkeit naturgemäß beim Nähe-

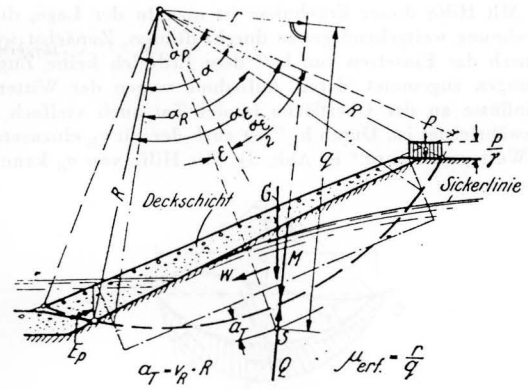


Abb. 3. Ermittlung des erforderlichen Reibungsbeiwertes μ_{erf} .

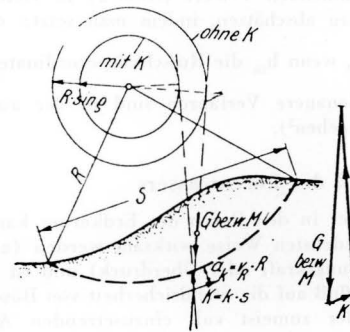


Abb. 4. Näherungsweise Berücksichtigung der Gleitfestigkeit K

ungsverfahren von Krey in Ansatz bringen (Abb. 4). Man braucht zur Mittelkraft M aller äußeren Kräfte nur die Mittelkraft K aller Festigkeits-Einzelkräfte $\Delta K = k \cdot \Delta s$ hinzuzunehmen und kann im übrigen das Verfahren wie sonst durchführen. Die Größe von K erhält man zum k -fachen der Gleitkreissehne S ($K = k \cdot S$), und für den Abstand a_K der Kraft K vom Gleitkreis gilt: $a_K = v_R \cdot R$, wobei v_R für gleichmäßige Verteilung zu nehmen ist, weil K einer Schubkraft T für gleichmäßige Verteilung der Spannungen entspricht.

In ähnlicher Weise kann man auch das weiter vorstehend gegebene genauere Verfahren (mit Hilfe der Verhältnismittelwerte v_R) für vorhandene Festigkeit erweitern. Man braucht hier ebenfalls nur K mit M zusammensetzen, um mit der so erhaltenen Mittelkraft in derselben Weise wie in Abb. 3 den dann noch erforderlichen Reibungsbeiwert μ zu finden. Etwas unsicher ist bei solchem Vorgehen nur die Wahl der Ersatzfunktion für die Spannungsverteilung in der Gleitfläche, also die Bestimmung des einzusetzenden v_R -Wertes, weil die Spannungsverteilung durch die Festigkeit k beeinflusst wird, und zwar in dem Sinne, wie es Abb. 5 zeigt: im unteren Endpunkt der Gleitlinie ist die Spannung σ nicht Null, sondern

$$\sigma_u = \frac{\cotg \rho' - \mu}{1 + \mu^2} \cdot k;$$

der obere Endpunkt der Gleitfläche mit der Gleitflächen-spannung $\sigma = 0$ ist in der Tiefe h_K'' unter der Oberfläche anzunehmen:

$$h_K'' = [\text{tg}(\omega + \rho) + \text{tg} \beta] \cdot \frac{k^{1/3}}{\gamma},$$

wenn $\text{tg} \beta$ die Geländeneigung lotrecht über dem oberen Gleitflächenpunkt bedeutet (Beweis aa.O.).

Mit Hilfe dieser Ergebnisse ist man in der Lage, die Berechnung weitgehend genau durchzuführen. Zunächst werden durch das Einsetzen von h_K'' dem Erdrück keine Zugspannungen zugemutet, deren Aufnahme wegen der Witterungseinflüsse an der Oberfläche in der Tat auch vielfach nicht gewährleistet ist. Durch h_K'' ist auch der für v_R einzusetzende α -Wert gegeben (α'' in Abb. 5). Mit Hilfe von σ_0 kann man

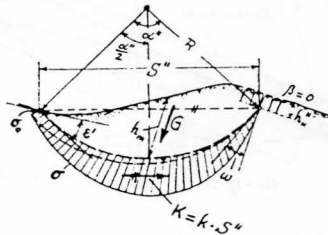


Abb. 5. Spannungsverteilung längs der Gleitfläche bei vorhandener Festigkeit

den anzunehmenden Φ -Wert (Abb. 2) in vielen Fällen genügend genau abschätzen, indem man setzt: $\sigma_2 \approx \sigma_0$ und $\sigma_1 \approx \gamma \cdot h_m$, wenn h_m die Rutschkörperordinate für $\varphi = \frac{\alpha''}{2}$ bedeutet. Genauere Verfahren sind in der ausführlicheren Arbeit angegeben²⁾.

Der Einfluß des Porenwassers

Das Wasser in den Poren der Erdkörner kann statisch in der verschiedensten Weise wirksam werden (z. B. als Auftrieb, Strömungskraft oder Überdruck) und ist dann oft von großem Einfluß auf die Standsicherheit von Böschungen.

Infolge der zumeist voll einzusetzenden Auftriebswirkung des Wassers ist das Raumgewicht γ_0 der Erde unterhalb des Wasserspiegels bedeutend geringer als das Raumgewicht γ oberhalb des Wasserspiegels. Man findet

$$\begin{aligned} \text{über Wasser: } \gamma &= s \frac{1+w}{1+\varepsilon}, \\ \text{unter Wasser: } \gamma_0 &= \frac{s-1}{1+\varepsilon}, \end{aligned}$$

wenn s das Stoffgewicht der Erdkörner, ε die (von Terzaghi eingeführte) Porenzahl (= Verhältnis des Porenraums zum Raum der festen Stoffe) und w die Wasserzahl (Gewichtsteile Wasser, bezogen auf völlig trockenen Erdstoff⁴⁾) bedeuten. Für wassergesättigte (luftfreie) Poren hat man: $\varepsilon = s \cdot w$ und $\gamma = 1 + \gamma_0$.

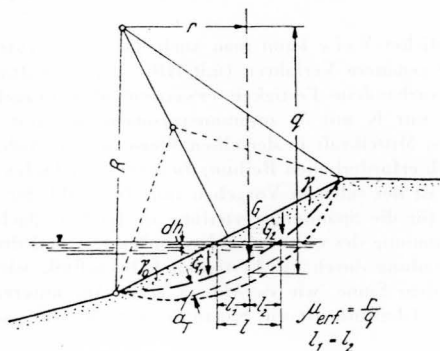


Abb. 6. Ermittlung des erforderlichen Reibbeiwertes μ_{ert}

Abb. 6 zeigt ein einfaches Beispiel für die Berücksichtigung des Wasserauftriebes: eine Erdböschung wird von einem waagerechten Wasserspiegel durchzogen. Das Gewicht G_1 unterhalb des Wasserspiegels ist mit γ_0 , das Gewicht G_2 oberhalb des Wasserspiegels mit γ zu berechnen. Die Mittelkraft G aus G_1 und G_2 muß mit der Gleitflächenkraft Q im Gleich-

⁴⁾ w , in % ausgedrückt, ist der übliche »Wassergehalt«.

gewicht sein, woraus die Ermittlung von $\mu_{ert} = r : q$ ohne weiteres folgt. Es bleibt nur noch die Frage offen, in welcher Höhe der ungünstigste Wasserstand für eine gewählte Gleitfläche anzunehmen ist. Lassen wir einen zunächst nach Gutdünken angenommenen Wasserstand um den kleinen Betrag dh absinken, so nimmt das Gewicht G um den kleinen Wert $dG = (\gamma - \gamma_0) \cdot l \cdot dh$ zu; dG wirkt in der Mitte der Strecke l an. Für den ungünstigsten Wasserstand darf durch dG keine Vergrößerung oder Verkleinerung des erforderlichen Reibbeiwertes zustande kommen, was nur möglich ist, wenn die Bedingung $l_1 = l_2 = l/2$ erfüllt ist, der also die ungünstigste Wasserspiegellage entsprechen muß. — In ähnlicher Weise kann man auch für verwickeltere Fälle den ungünstigsten Wasserstand finden²⁾. — Durch den Wasserauftrieb wird der Erdwiderstand (unterer Teil des Gleitkörpers in Abb. 6) verringert. Eine unter dem Reibungswinkel ρ anstehende Böschung kann damit beim Hinzukommen eines Wasserspiegels nicht mehr standfest sein; sie muß sich etwas abflachen. Diese Erscheinung dürfte mit zu der Auffassung beigetragen haben, daß der Reibungswinkel unter Wasser kleiner sei als oberhalb des Wasserspiegels. Die Erklärung liegt jedoch nicht in der vermeintlichen Abnahme des Reibungswinkels durch das Wasser, sondern in der Verringerung des Erdwiderstandes durch den Wasserauftrieb.

Die Strömungskraft des Sickerwassers kann bekanntlich mit Hilfe von Strömungsnetzen ermittelt werden; in den meisten Fällen genügt aber ein näherungsweise Ansatz nach Abb. 7 mit

$$w = \sin \beta \cdot F \cdot 1,0,$$

wenn β die durchschnittliche Neigung der Strömungslinien des Grundwassers (in Abb. 7 gleich der Böschungsneigung)

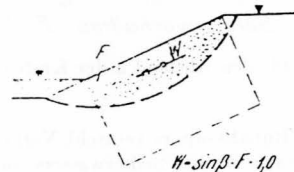


Abb. 7. Näherungsweise Ansatz der Strömungskraft W des Sickerwassers bei starkem Regen oder plötzlicher Absenkung des Stauspiegels

und F die punktierte Querschnittsfläche bedeutet. — Eine nach Abb. 7 zur Böschung gleichlaufende Strömungskraft des Porenwassers wirkt sich auf die Standfähigkeit der Böschung sehr ungünstig aus: im allgemeinen steht eine solche Böschung erst für $\beta \leq \frac{1}{2} \rho$.

Statisch ebenfalls ungünstig wirkender Überdruck des Porenwassers stellt sich bei verhältnismäßig plötzlich zunehmender Belastung ein, weil das überschüssige Porenwasser bei bindiger Erde dann nicht so schnell entweichen kann, wie die Zusammendrückung der Erde erfolgen will. Infolgedessen muß die plötzlich einsetzende Belastung zunächst ausschließlich vom Porenwasser aufgenommen werden, dessen Druck sich entsprechend erhöht. Erst allmählich tritt eine Spannungumlagerung vom Porenwasser auf das Korngerüst ein, und zwar in dem Maße, wie das überschüssige Porenwasser herausgepreßt wird. Beispielsweise kann beim Bau einer Hafenummauer einschl. hinterer Auffüllung oder auch beim Schütten eines hohen Dammes der Untergrund zu schnell belastet werden, so daß nicht genügend Zeit zum Druckausgleich des Porenwassers vorhanden ist.

Für kreisförmige Gleitflächen kann der Einfluß von Porenwasser-Überdruck nach Abb. 8 ermittelt werden. Dort ist vorausgesetzt, daß die Erdspannungen vor dem Hinzukommen der stärkeren Belastung P für die bis dahin wirksame Mittelkraft M_1 der äußeren Kräfte ausgeglichen sind (kein Über-

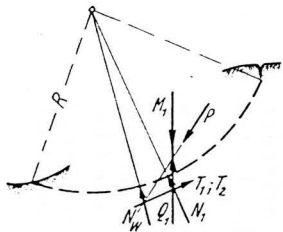


Abb. 8. Der Einfluß von Porenwasser-Überdruck bei plötzlicher Mehrbelastung für kreisförmige Gleitflächen

druck des Porenwassers). Dem M_1 entspreche die Mittelkraft Q_1 der späteren Gleitfläche. Die Teilkräfte N_1 und T_1 können nach dem eingangs angegebenen Verfahren leicht ermittelt werden. Unter der Wirkung der zusätzlichen Kraft P bleiben nun die Normalspannungen ν der Erdkörner längs der Gleitfläche — und folglich auch die Kraft N_1 — zunächst unverändert. Damit behalten die dem Gleiten entgegenwirkenden Schubspannungen τ die gleiche Verteilung, wie sie schon für T_1 ermittelt wurde, d. h. die Schubkraft T_2 , die nach der Wirkung von P vorhanden ist, hat die gleiche Lage wie T_1 . Die neue Kraft P muß nun von dem Zuwachs $(T_2 - T_1)$ der Schubkraft T und dem (lotrecht zur Gleitfläche wirkenden) Überdruck N_w des Porenwassers aufgenommen werden. Diese drei Kräfte müssen sich also in einem Punkte schneiden und sind damit nach Abb. 8 sehr einfach zu ermitteln. Schließlich hat man: $\mu_{\text{erf}} = T_2 : N_1$.

Spiralförmige Gleitflächen

Verschiedentlich ist die logarithmische Spirale als Gleitkurve benutzt oder empfohlen worden. Sie hat einen gleichbleibenden Winkel zwischen Fahrstrahl und Gleitlinie, so daß sich die Wirkungslinien der Erdspannungen längs der Gleitfläche von vornherein alle in einem Punkte — dem Pol der Spirale — schneiden. Diesem Vorteil der Spirale im Vergleich zum Kreis stehen aber folgende Nachteile gegenüber: es muß mit gleichbleibendem Reibungsbeiwert μ gerechnet werden (Aufsuchen von k_{erf} nicht umgekehrt); auch kann der Einfluß von Porenwasser-Überdruck nicht in ähnlich einfacher Weise ermittelt werden wie in Abb. 8. Vor allem aber ist eine Spirale nicht so leicht aufzuzeichnen wie ein Kreis. Spiralförmige Gleitflächen werden deshalb wohl keine so vielseitige Anwendung finden, wie es bei kreisförmigen Gleitflächen der Fall ist; ihr Vorteil liegt meines Erachtens mehr in der rechnerischen Behandlung einfacherer Sonderfälle.

Man kann mit ihrer Hilfe versuchen, die Lage der ungünstigsten Gleitfläche rein rechnerisch zu finden, wofür die Abb. 9 ein Beispiel gibt. Dort sind zwei Gleitflächen auf gezeichnet, die genau die gleiche Form haben, nur daß sie um den waagerechten Betrag dB voneinander abweichen. Infolge der kleinen Verschiebung um dB bleibt das Moment M_K aus den Spannungen k längs der Gleitfläche für den neuen Pol O' unverändert, ebenso das Moment der Spiralfäche $OGPFO$. Es verändert sich nur das Eigengewichtsmoment um

$$dM = -dB \cdot h \left(B - \frac{1}{2} \right),$$

weil für den neuen Punkt ein Erdstreifen längs der Böschung

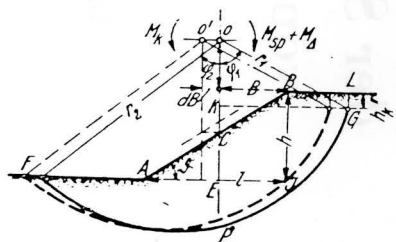


Abb. 9. Tieferliegende spiralförmige Gleitfläche

fortfällt. Für die ungünstigste Gleitfläche muß gelten $\frac{dM}{dB} = 0$, woraus folgt:

$$\frac{dM}{dB} = -h \left(B - \frac{1}{2} \right) = 0 \text{ oder } B = \frac{1}{2}.$$

Der Pol der ungünstigsten Gleitfläche liegt also auf einer Lotrechten, die die Böschungslinie in halber Höhe trifft⁵⁾. — Der nächste Schritt der Berechnung würde nun sein, den Einfluß einer lotrechten Wanderung des Poles O der Spirale zu untersuchen, wofür hier nur hingewiesen werden kann.

Die Sicherheit gegen Rutschgefahr

Für Erde, deren Gleitwiderstand verhältnismäßig mit der Belastung anwächst, hat man in dem Verhältnis des vorhandenen (durch Versuche ermittelten) Reibungsbeiwertes zum erforderlichen (durch die statische Berechnung gefundenen) Reibungswert einen einwandfreien Maßstab für die Sicherheit η gegen Abrutschen:

$$\eta = \frac{\mu_{\text{vorh}}}{\mu_{\text{erf}}}$$

An Stelle dieser Gleichung kann man auch anschreiben:

$$\eta = \frac{\mu_{\text{vorh}} \cdot \nu_m}{\mu_{\text{erf}} \cdot \nu_m} = \frac{\tau_{m,\text{vorh}}}{\tau_{m,\text{erf}}}$$

wenn ν_m und τ_m Mittelwerte der Spannungen ν und τ angeben. In der letzteren Form gilt die Gleichung für den Sicherheitsgrad η auch bei vorhandener Festigkeit k :

$$\eta = \frac{\tau_{m,\text{vorh}}}{\tau_{m,\text{erf}}} = \frac{k_{\text{vorh}} + \mu_{\text{vorh}} \cdot \nu_m}{k_{\text{erf}} + \mu_{\text{erf}} \cdot \nu_m}$$

Das zeigt, daß sich die τ_{erf} -Linien der statischen Berechnung genügend genau in einem Punkte schneiden (Abb. 10),

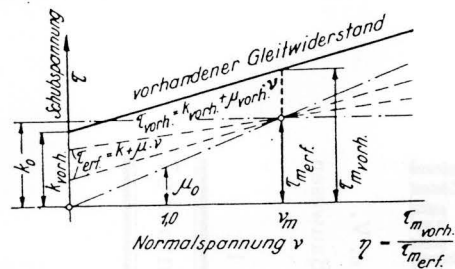


Abb. 10. Sicherheitszahl η bei vorhandener Gleitfestigkeit

der damit dem einzusetzenden ν_m entspricht, so kann man die für η gesuchten Werte $\tau_{m,\text{vorh}}$ und $\tau_{m,\text{erf}}$ aus der zeichnerischen Auftragung abgreifen, wie Abb. 10 zeigt. Es genügt aber, μ_0 ($= \mu_{\text{erf}}$ für $k = 0$) und k_0 ($= k_{\text{erf}}$ für $\mu = 0$) zu ermitteln (was sehr zur Vereinfachung der stat. Berechnung beiträgt); man hat dann rechnerisch mit $k_0 = \mu_0 \cdot \nu_m$ oder $\nu_m = k_0 : \mu_0$ die bequeme Formel:

$$\eta = \frac{k_{\text{vorh}} + \mu_{\text{vorh}} \cdot \frac{k_0}{\mu_0}}{k_0 + \mu_0} = \frac{k_{\text{vorh}} + \mu_{\text{vorh}}}{k_0 + \mu_0}$$

Erfahrungsgemäß ist die Sicherheitszahl η bei überwiegendem Einfluß der Festigkeit größer zu wählen als in den Fällen, wo der Gleitwiderstand fast nur aus Reibung besteht. Für größere Bauten und überwiegendem Einfluß der Reibung genügt im Durchschnitt $\eta = 1,3$ bis $1,4$, sofern der Baugrund gewissenhaft untersucht wurde. Im übrigen wird das noch zuzulassende η auch von der Wichtigkeit des Bauwerkes bestimmt und von der Gefahr für Menschenleben und Sachwerte im Falle eines Bruches.

⁵⁾ Dieses Ergebnis wurde für $\mu = 0$, also für kreisförmige Gleitflächen und Erde ohne innere Reibung, bereits von Fellenius (Stockholm) gefunden. (»Erdstat. Berechnungen«, 2. Aufl., Berlin 1940.) Für spiralförmige Gleitflächen gilt es, wie man sieht, für beliebige Reibung.

Archiv für Wasserwirtschaft

des Reichsverbandes der Deutschen Wasserwirtschaft e. V.
Technisch-Wissenschaftlicher Arbeitskreis der Fachgruppe Bauwesen
im NSBDT.

Geschäftsstelle: Berlin W 35, Bissingzeile 19

Berlin	1943	Nummer 67
--------	------	-----------

Einfache erdstatische Berechnungen der Standsicherheit von Böschungen

Von

Ingenieur Joh. Ohde

Berlin

Einleitung

Bei der Herstellung von Erdbauten oder Gründungskörpern wird man des öfteren von Rutschungen des Erdkörpers oder des Untergrundes überrascht, die oft verhängnisvolle Folgen haben. Im günstigsten Falle tritt eine Verzögerung der Bauausführung ein, oder es werden Verstärkungs- oder Sicherungsmaßnahmen erforderlich; in ungünstigen Fällen kann aber auch das Bauwerk selbst so weitgehend zerstört oder unbrauchbar werden, daß es seiner Zweckbestimmung nicht mehr zugeführt werden kann. Es ist daher verständlich, wenn der bauende Techniker versucht, die Ursachen von Rutschungen zu erkennen, um daraufhin seine Bauten von vornherein so zu entwerfen, daß Erdbrüche vermieden werden. Da es nach dem heutigen Stande der Wissenschaft des Erd- und Grundbaues in den meisten Fällen möglich ist, eine etwa vorhandene Rutsch- oder Einsturzgefahr im voraus anzugeben, so handelt ein verantwortlicher Bauleiter leichtsinnig, der derartige Untersuchungen unterläßt und sich nur auf sein Gefühl verläßt.

Rutschungen lassen immer erkennen, daß die treibenden Kräfte größer waren als die widerstehenden Kräfte. Zur Beurteilung der Rutschgefahr muß daher der in der Natur vorhandene Gleitwiderstand des Erdstoffes verglichen werden mit dem unbedingt erforderlichen Widerstand, wie er durch statische Untersuchungen erhalten wird.

Man unterscheidet flache oder Oberflächenrutschungen, die zumeist infolge Zermürbung der oberen Geländeschicht durch Witterungseinflüsse (Regen, Frost) entstehen, und tiefer gehende eigentliche Rutschungen, deren Ursache in der Überwindung der Festigkeit und der Reibung (also des Gleitwiderstandes) des Erdstoffes besteht. Im folgenden ist fast ausschließlich von den letzteren Rutschungen die Rede.

Der wirklich vorhandene Gleitwiderstand der Erde kann durch Versuche mit ungestörten Erdproben ermittelt werden, wobei auch später etwa eintretende Veränderungen der Festig-

keit des Erdkörpers in Betracht zu ziehen sind. Die Durchführung der Gleitwiderstandsversuche erfordert neben dem Besitz eines einwandfreien Versuchsgerätes ausreichende Kenntnis der Eigenschaften der Erdstoffe und der Fehlerquellen des Gerätes. Nur wenn diese Voraussetzungen erfüllt sind, sollte man sich deshalb mit der verantwortlichen Durchführung solcher Versuche befassen; andernfalls überläßt man sie besser einer der vorhandenen Versuchsanstalten.

Eine andere Möglichkeit, den in der Natur vorhandenen Gleitwiderstand zu finden, ist gegeben, wenn eine Rutschung eingetreten ist. Gelingt es dann, die wirksamen Kräfte richtig zu erfassen, so läßt sich der bei der Entstehung der Rutschung wirksam gewesene Gleitwiderstand statisch berechnen.

Auf die Versuche mit ungestörten Erdproben ist hier nicht weiter eingegangen, weil in dieser Arbeit die Durchführung erdstatischer Untersuchungen gezeigt werden soll. Die richtige Ermittlung des vorhandenen Gleitwiderstandes ist also im nachstehenden — insbesondere im Abschnitt 4 über die Sicherheit gegen Rutschgefahr — immer vorausgesetzt.

Rutschungen von Böschungen und ähnlichen Geländesprünge gehen im allgemeinen auf kurvenförmigen Gleitflächen vor sich¹⁾. Sowohl zahlreiche Rutschungen als auch theoretische Untersuchungen haben dafür den Beweis erbracht. Die genaue Form der Gleitfläche ist allerdings entweder gar nicht oder doch nur sehr schwer zu ermitteln, so daß man sich mit angenommenen Gleitflächenformen (wie z. B. dem Kreis oder der logarithmischen Spirale) begnügen muß. Das ist praktisch jedoch kein Nachteil, da die Genauigkeit der Rechnung mit angenommenen Gleitflächenformen in der Regel völlig ausreicht.

Die weitaus meisten Böschungsberechnungen werden mit kreisförmigen Gleitflächen durchgeführt. Manche Böschungsrutschungen deuten darauf hin, daß die Gleitlinie auch in Wirklichkeit nicht sehr von der Kreisform abweicht. Die rechnerischen Vorteile des Kreises anderen Kurven gegenüber brauchen wohl kaum noch besonders hervorgehoben zu werden.

¹⁾ Ausgenommen sind Rutschungen, die in ungünstiger Erdschichtung ihre Ursache haben (vorgebildete Gleitflächen).

1. Ein einfaches Berechnungsverfahren für kreisförmige Gleitflächen

Es werde üblicherweise angenommen, daß der Gleitwiderstand in der Gleitfläche der Gleichung folgt:

$$\tau = k + \tau_r = k + \mu \cdot \nu$$

(ν = Normalspannung, k und μ = Festwerte)

und k als Gleit- oder Haftfestigkeit (Kohäsion) und μ als Reibungsbeiwert bezeichnet, und zwar unabhängig von dem physikalischen Inhalt dieser Begriffe. Es kann nämlich sehr wohl sein, daß in dem Ausdruck $\mu \cdot \nu$ noch ein (mit ν verhältnismäßig zunehmender) Gleitfestigkeitsanteil enthalten ist⁺; doch kommt es hier nur auf die rein rechnerische Kennzeichnung und Bedeutung der Gleichung für τ an, wobei eben als Festigkeit der von der Belastungszunahme unabhängige (gleichbleibende) Teil des Gleitwiderstandes anzusehen ist.

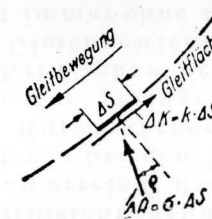


Abb. 1. Gleitwiderstandskräfte

Die Spannungen ν normal zur Gleitfläche kann man mit den „Reibungs-Schubspannungen“ $\tau_r = \mu \cdot \nu$ zusammensetzen und erhält so die Schrägspannungen σ , die unter dem Reibungswinkel ϱ zu den Gleitflächennormalen wirken ($\operatorname{tg} \varrho = \mu$). Nimmt man dann noch die Gleitfestigkeitsspannungen k hinzu, so wirken auf jedes Element Δs der Gleitfläche die in Abb. 1 veranschaulichten Kräfte ΔK und ΔQ . Die Einzelkräfte ΔK

der Gleitfestigkeit können leicht zu einer Mittelkraft K zusammengesetzt werden (siehe weiter unten). Von den Schrägspannungen σ kennt man zunächst nur die Richtungen; ihre Größe und Verteilung ist von den wirksamen Kräften abhängig und muß dementsprechend ermittelt werden. In Abb. 2 sieht man, daß die einzelnen Spannungsrichtungen für σ alle einen Kreis mit dem Halbmesser $R \cdot \sin \varrho$ berühren.

Für Berechnungen mit kreisförmigen Gleitflächen sind verschiedene Verfahren bekannt²⁾. Fast alle diese Verfahren haben jedoch den Nachteil, daß der Querschnitt des Rutschkörpers

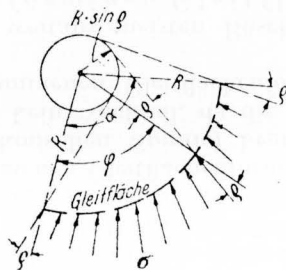


Abb. 2.

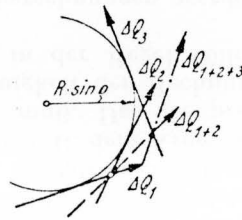


Abb. 3.

in eine Anzahl Flächenstreifen aufgeteilt werden muß, wodurch die Berechnungen einen gewissen Zeitbedarf erfordern. Nur ein von Krey angegebenes vereinfachtes Verfahren macht hiervon eine Ausnahme. Allerdings hat dieses Krey'sche Verfahren den Nachteil, daß es weniger genau ist; da man sich jedoch auf der sicheren Seite befindet, kann man in jedem Falle danach rechnen, zumindest immer dann, wenn es nicht auf große Genauigkeit ankommt.

Die Grundlage des erwähnten Verfahrens von Krey ist die Annahme, daß die Mittelkraft Q aller Gleitflächen-Einzelkräfte ΔQ den $R \cdot \sin \varrho$ -Kreis berührt. Man kann leicht nachweisen, daß diese Annahme nicht genau zutrifft. Denkt man sich nämlich die Einzelkräfte ΔQ am Umfang des $R \cdot \sin \varrho$ -Kreises angreifend (vgl. Abb. 3) und setzt z. B. ΔQ_1 und ΔQ_2 zur Mittelkraft ΔQ_{1+2} , diese wieder mit ΔQ_3 zur Mittelkraft ΔQ_{1+2+3} zusammen usw., so sieht man, daß die Mittelkraft Q immer etwas außerhalb des $R \cdot \sin \varrho$ -Kreises liegt, und zwar um so

²⁾ Krey: Erddruck, Erdwiderstand ..., 4. Aufl., S. 117—131.

mehr, je größer der Mittelpunktswinkel α der kreisförmigen Gleitfläche ist.

Der Grundgedanke des nachstehend gezeigten Verfahrens ist nun der, die Ungenauigkeit der Krey'schen Berechnungsweise dadurch zu beseitigen, daß der Abstand a der Mittelkraft Q vom $R \cdot \sin \varrho$ -Kreis (vgl. Abb. 4) hinreichend genau ermittelt wird. Für diesen Abstand a kann man einfache Formeln bzw. Tafeln aufstellen, indem man die wirkliche Verteilung der σ -Spannungen durch eine angenäherte, in mathematischer Hinsicht genügend einfache Verteilung ersetzt. Man erreicht dadurch praktisch dieselbe Genauigkeit wie bei den Verfahren mit Streifenaufteilung des Rutschkörpers und hat außerdem — abgesehen von der geringeren Rechenarbeit — ebenso wie beim Krey'schen Verfahren den Vorteil, daß man den für Gleichgewicht erforderlichen Reibungsbeiwert fast immer ohne Probieren findet.

Letzteres ist bei den mit Streifenaufteilung arbeitenden Verfahren bekanntlich nicht der Fall.

Es sei nun zunächst gezeigt, in welcher Weise für einige angenommene Spannungsverteilungen der Abstand a berechnet werden kann.

Für Böschungsberechnungen ist es in vielen Fällen ausreichend, in der Gleitfläche eine parabelförmige Spannungsverteilung anzunehmen, also mit den Bezeichnungen der Abb. 2 (und Abb. 8) zu setzen:

$$\sigma = \sigma_1 \left(\frac{\varphi}{a} - \frac{\varphi^2}{a^2} \right) \quad (1)$$

Da diese angenommene Spannungsverteilung symmetrisch zu Winkelhalbierenden des Gleitkreises ist, können wir anschreiben:

$$Q = \int_0^{\alpha} dQ \cdot \cos \left(\varphi - \frac{\alpha}{2} \right) = \int_0^{\alpha} \sigma R d\varphi \cdot \cos \left(\varphi - \frac{\alpha}{2} \right)$$

oder mit Rücksicht auf Gleichung (1):

$$Q = \sigma_1 R \cdot \int_0^{\alpha} \left(\frac{\varphi}{a} - \frac{\varphi^2}{a^2} \right) \cos \left(\varphi - \frac{\alpha}{2} \right) d\varphi$$

und erhalten nach Ausführung der einfachen Integration:

$$Q = \sigma_1 \cdot R \cdot \frac{2}{a} \left(\frac{\sin \frac{a}{2}}{\frac{a}{2}} - \cos \frac{a}{2} \right) \quad (2)$$

Aus der Momentengleichung um den Kreismittelpunkt:

$$Q (R \sin \varrho + a) = \int_0^a dQ \cdot R \sin \varrho = \sigma_1 R^2 \sin \varrho \cdot \int_0^a \left(\frac{\varphi}{a} - \frac{\varphi^2}{a^2} \right) d\varphi$$

folgt nun:

$$1 + \frac{a}{R \sin \varrho} = \frac{\sigma_1 R a}{6 Q}$$

oder mit Hilfe der Gleichung (2) für Q :

$$1 + v_R = \frac{1}{12} \cdot \frac{a^3}{2 \sin \frac{a}{2} - a \cos \frac{a}{2}} \quad (3)$$

wobei der Verhältniswert

$$v_R = \frac{a}{R \cdot \sin \varrho} \quad (4)$$

eingeführt wurde, auf dessen Berechnung es letzten Endes ankommt³⁾. — Man findet folgende Zahlen⁴⁾:

$$\text{für } a = \begin{cases} 100^\circ & 150^\circ & 200^\circ \text{ (in Neugrad)} \\ 90^\circ & 135^\circ & 180^\circ \text{ (in Altgrad)} \\ \frac{1}{2}\pi & \frac{3}{4}\pi & \pi \text{ (in Bogenmaß)} \end{cases}$$

$$v_R = 0,0642 \quad 0,1522 \quad 0,2919.$$

Die Abweichung der Mittelkraft Q vom $R \cdot \sin \varrho$ -Kreis — ausgedrückt in Hundertteilen von $R \cdot \sin \varrho$ — ist also für den Viertelkreis 6,4%, während sie für den Halbkreis schon 29,2% beträgt. Daraus ist deutlich zu ersehen, daß der Abstand a bei größerem Mittelpunktswinkel a schnell zunimmt.

³⁾ Die Formel für v_R bei parabelförmiger Spannungsverteilung habe ich zuerst 1931 in der unständlicheren Form:

$$1 + v_R = \frac{1}{12} \cdot \frac{a^3}{a^2 (1 + \cos a) + 4 (1 - \cos a - a \sin a)}$$

abgeleitet (veröffentlicht in der 4. Aufl. des Buches von Krey-Ehrenberg: Erddruck, Erdwiderstand, S. 126). Es läßt sich aber unschwer zeigen, daß diese Gleichung mit Gleichung (3) übereinstimmt.

⁴⁾ Die neue 100%-Teilung des rechten Winkels ist bevorzugt, weil anzunehmen ist, daß diese der 90%-Teilung gegenüber bequemere Winkelteilung mit der Zeit doch allgemein benutzt werden wird.

In ähnlicher Weise kann man für eine größere Anzahl von Spannungsverteilungen die v_R -Werte bestimmen⁵⁾. Es seien hier noch die Formeln für gleichmäßige (rechteckige) und für dreieckförmige Spannungsverteilung abgeleitet und für einige andere Verteilungsgesetze die Ergebnisse angegeben.

Für gleichmäßig verteilte Spannungen $\sigma = \sigma_1$ hat man für v_R wegen der Symmetrie der σ genau denselben Rechnungsgang wie vorhin für parabelförmige Verteilung. Man erhält:

$$\left. \begin{aligned} Q &= \sigma_1 \cdot R \cdot 2 \sin \frac{a}{2}, \\ 1 + v_R &= \frac{\frac{a}{2}}{\sin \frac{a}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$$\text{oder für } a = 100^\circ \quad 150^\circ \quad 200^\circ: \\ v_R = 0,1107 \quad 0,2752 \quad 0,5709.$$

Bei der dreieckförmigen Verteilung:

$$\sigma = \sigma_1 \cdot \frac{\varphi}{a}$$

fällt die Symmetrie der Spannungen zur Winkelhalbierenden fort. Die Mittelkraft Q hat deshalb nicht mehr die Richtung der Spannung σ für $\varphi = \frac{a}{2}$, sondern weicht von dieser Richtung um den Winkel ε ab (vgl. Abb. 4). Zur Bestimmung der Kraft Q denkt man sich diese zerlegt in die zueinander lotrechten Kräfte Q_1 und Q_2 , wobei Q_1 mit der σ -Richtung für $\varphi = \frac{a}{2}$ (Richtung CD in Abb. 4) zusammenfällt. Zunächst gilt ganz allgemein für beliebige Spannungsverteilung:

$$Q_1 = \int_0^a dQ \cdot \cos \left(\varphi - \frac{a}{2} \right);$$

$$Q_2 = \int_0^a dQ \cdot \sin \left(\varphi - \frac{a}{2} \right).$$

Für dreieckförmige Verteilung wird nach Ausführung der Integrationen erhalten:

⁵⁾ Darauf komme ich an anderer Stelle eingehender zurück.

$$Q_1 = \sigma_1 \cdot R \cdot \sin \frac{\alpha}{2} \text{ und } Q_2 = \sigma_1 \cdot R \left(\frac{\sin \frac{\alpha}{2}}{\frac{\alpha}{2}} - \cos \frac{\alpha}{2} \right) \quad (6a)$$

Die Mittelkraft Q ergibt sich aus

$$Q = \sqrt{Q_1^2 + Q_2^2}$$

nach kurzer Rechnung zu:

$$Q = \sigma_1 \cdot R \cdot \frac{1}{a} \sqrt{2(1 - \cos \alpha) - a(2 \sin \alpha - a)}. \quad (6)$$

v_R findet man wieder aus der Momentengleichung:

$$Q(R \sin \varrho + a) = \int_0^a \sigma \cdot R d\varphi \cdot R \sin \varrho = \sigma_1 \cdot R^2 \sin \varrho \int_0^a \frac{Q}{a} d\varphi$$

zu:

$$1 + v_R = \frac{1}{2} \cdot \frac{a^2}{\sqrt{2(1 - \cos \alpha) - a(2 \sin \alpha - a)}}. \quad (7)$$

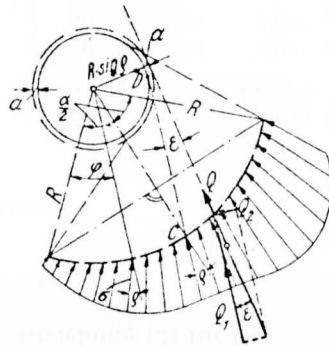


Abb. 4. Mittelkraft Q aller σ -Spannungen.

Der Winkel ϵ folgt aus der aus Abb. 4 ablesbaren Beziehung

$$\operatorname{tg} \epsilon = \frac{Q_2}{Q_1}$$

mit Hilfe der Gleichungen (6a) zu:

$$\operatorname{tg} \epsilon = \frac{2}{a} - \operatorname{cotg} \frac{\alpha}{2}. \quad (8)$$

Zahlenwerte für $a \hat{=}$	50°	100°	150°	200°
$v_R =$	0,0173	0,0714	0,1695	0,3251
$\operatorname{tg} \epsilon =$	0,1323	0,2732	0,4346	0,6366.

Für kleine Winkel α , d. h. für flache Gleitflächen, sind die bisher abgeleiteten Formeln bei der Zahlenrechnung unbequem; hierfür ist die Reihenentwicklung vorteilhafter. Z. B. hat man für v_R nach Gleichung (3) (parabelförmige Spannungsverteilung) mit Hilfe der bekannten Reihen für Sinus und Cosinus zunächst:

$$2 \sin \frac{\alpha}{2} - a \cos \frac{\alpha}{2} = \frac{a^3}{12} \left(1 - \frac{a^2}{40} + \frac{a^4}{40 \cdot 112} - \frac{a^6}{40 \cdot 112 \cdot 216} + \dots \right)$$

und mit Hilfe der leicht zu beweisenden Formel

$$\frac{1}{1 - c_2 a^2 + c_4 a^4 - c_6 a^6 + \dots} = 1 + c_2 a^2 + (c_2^2 - c_4) a^4 + (c_2^3 - 2 c_2 c_4 + c_6) a^6 + \dots$$

nach kurzer Zwischenrechnung:

$$v_R = \frac{a^3}{40} + \frac{9 a^4}{22\,400} + \frac{19 a^6}{3\,456\,000} + \dots \quad (3a)$$

In ähnlicher Weise erhält man für gleichmäßige Spannungsverteilung:

$$v_R = \frac{a^2}{24} + \frac{7 a^4}{5760} + \frac{31 a^6}{967\,680} + \dots \quad (5a)$$

und für dreieckförmige Verteilung der σ -Spannungen:

$$v_R = \frac{a^2}{36} + \frac{a^4}{2160} + \frac{23 a^6}{4\,082\,400} + \dots; \quad (7a)$$

$$\operatorname{tg} \epsilon = \frac{a}{6} + \frac{a^3}{360} + \frac{a^5}{15\,120} + \dots; \quad \epsilon = \frac{a}{6} + \frac{a^3}{810} + \frac{a^5}{68\,040} + \dots^6. \quad (8a)$$

Die angegebenen Reihen konvergieren sehr schnell. Für parabelförmige Spannungsverteilung nach Gleichung (3a) genügt z. B. schon das erste Glied für Winkel α bis zu rund 70°, die ersten beiden Glieder schon bis zu $\alpha \approx 140^\circ$ und die angegebenen drei Glieder bis zu α -Werten von etwa 200°, falls

⁶⁾ Bei der Ableitung der Reihen (7a) und (8a) ist von folgenden Formeln Gebrauch gemacht:

$$\frac{1}{\sqrt{1 - c_2 a^2 + c_4 a^4 - c_6 a^6 + \dots}} = 1 + \frac{c_2}{2} a^2 + \left(\frac{3}{8} c_2^2 - \frac{1}{2} c_4 \right) a^4 + \left(\frac{5}{16} c_2^3 - \frac{3}{4} c_2 c_4 + \frac{1}{2} c_6 \right) a^6 + \dots;$$

$$\epsilon = c_1 a + \left(c_3 - \frac{c_1^3}{3} \right) a^3 + \left(c_5 - c_3 c_1^2 + \frac{c_1^5}{5} \right) a^5 + \dots$$

für $\operatorname{tg} \epsilon = c_1 a + c_3 a^3 + c_5 a^5 + \dots$

man sich mit der völlig ausreichenden Genauigkeit von drei Dezimalen für v_R zufrieden gibt. Die Reihen sind deshalb nicht nur für kleine Mittelpunktswinkel (d. h. für flache Gleitflächen), sondern für alle praktisch vorkommenden Fälle hinreichend genau.

Anstatt der Reihenentwicklung kann man für v_R auch die noch handlichere Näherungsformel:

$$v_R \approx \frac{a^2}{C_2} + \frac{a^5}{C_5}$$

benutzen, die etwa bis $a \approx 185^\circ$ hinreichend genaue Werte liefert.

Man kann z. B. anschreiben für parabelförmige Verteilung:

$$v_R \approx \frac{a^2}{39,0} + \frac{a^5}{7390}$$

für gleichmäßige Verteilung: $v_R \approx \frac{a^2}{23,2} + \frac{a^5}{2050}$

für dreieckförmige Verteilung: $v_R \approx \frac{a^2}{34,9} + \frac{a^5}{6980}$

Wie aus den zur Berechnung von v_R angesetzten Momentengleichungen hervorgeht, kann man für Q die Gleichung aufstellen:

$$Q = \frac{\sigma_1 \cdot R}{1 + v_R} \cdot \int_0^a \frac{\sigma}{\sigma_1} d\varphi, \quad (9)$$

wobei σ_1 eine beliebig festgelegte Bezugsspannung bedeutet. Für dreieckförmige Spannungsverteilung in der Gleitfläche hat man z. B.

$$\int_0^a \frac{\sigma}{\sigma_1} d\varphi = \int_0^a \frac{\varphi}{a} d\varphi = \frac{a}{2}$$

mithin $Q = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma_1 \cdot B}{1 + v_R}$, (9a)

wenn $B = R \cdot a$ die Bogenlänge der Gleitlinie angibt⁷⁾.

Für manche Aufgaben ist es erwünscht oder auch notwendig, zu einer gegebenen Spannungsverteilung nicht nur die Lage

⁷⁾ In ähnlicher Weise kann man mit Hilfe der Gleichung (9) auch für andere Spannungsverteilungen den Zusammenhang zwischen der Größe von Q und der Größe der für die Spannungsverteilung in der Gleitfläche maßgebenden Spannung σ_1 ermitteln; doch sei hier nicht weiter darauf eingegangen.

von Q , sondern auch die Lage der Teilkräfte N und T , d. s. die Mittelkräfte aller Normalspannungen v bzw. Schubspannungen τ , zu ermitteln. Mit $v = \sigma \cdot \cos \varrho$ und $\tau = \sigma \cdot \sin \varrho$ findet man zunächst, wenn man sich N in die zueinander lotrechten Teilkräfte N_1 und N_2 , T in die ebenfalls zueinander lotrechten Teilkräfte T_1 und T_2 zerlegt denkt, wobei N_2 und T_1 die Richtung der Gleitflächensehne haben (vgl. Abb. 5):

$$N_1 = \int_0^a dQ \cdot \cos \varrho \cdot \cos \left(\varphi - \frac{a}{2} \right); \quad T_1 = \int_0^a dQ \cdot \sin \varrho \cdot \cos \left(\varphi - \frac{a}{2} \right);$$

$$N_2 = \int_0^a dQ \cdot \cos \varrho \cdot \sin \left(\varphi - \frac{a}{2} \right); \quad T_2 = \int_0^a dQ \cdot \sin \varrho \cdot \sin \left(\varphi - \frac{a}{2} \right);$$

woraus man im Vergleich mit den früheren Gleichungen für Q_1 und Q_2 erhält:

$$N_1 = Q_1 \cdot \cos \varrho; \quad T_1 = Q_1 \cdot \sin \varrho$$

$$N_2 = Q_2 \cdot \cos \varrho; \quad T_2 = Q_2 \cdot \sin \varrho$$

und damit auch:

$$N = Q \cdot \cos \varrho; \quad T = Q \cdot \sin \varrho, \quad (10)$$

ein Ergebnis, das man von vornherein erwarten konnte.

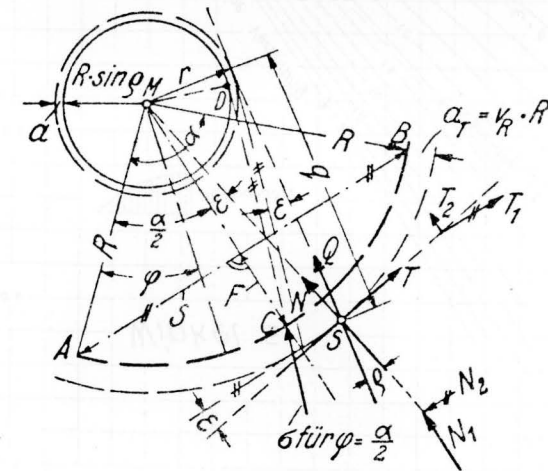


Abb. 5. Zerlegung von Q in N und T .

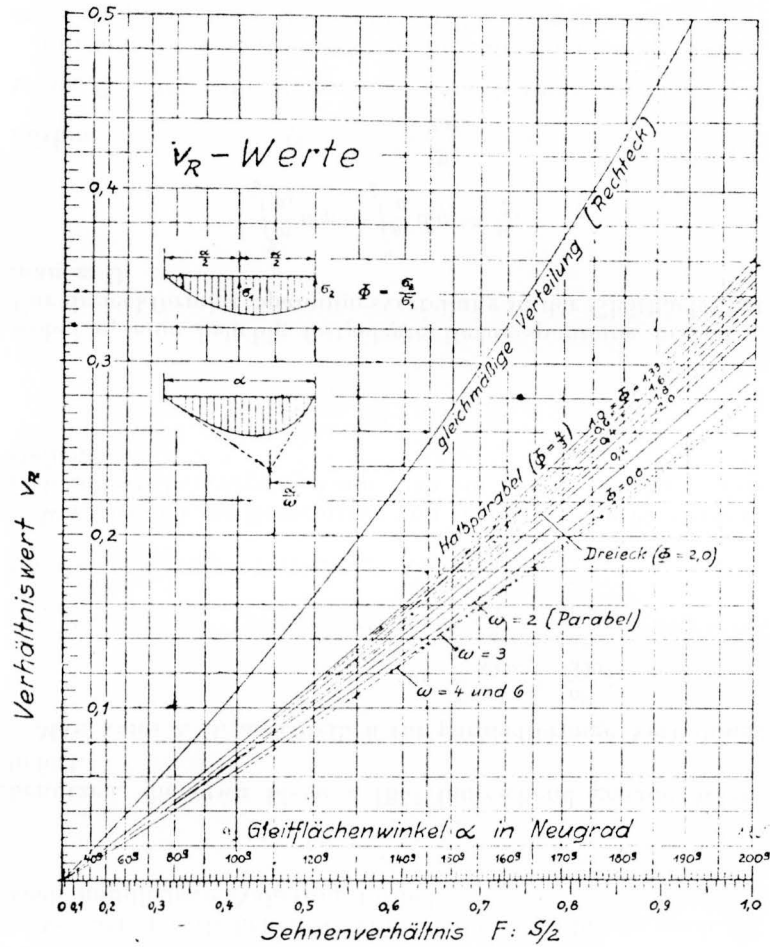


Abb. 6.

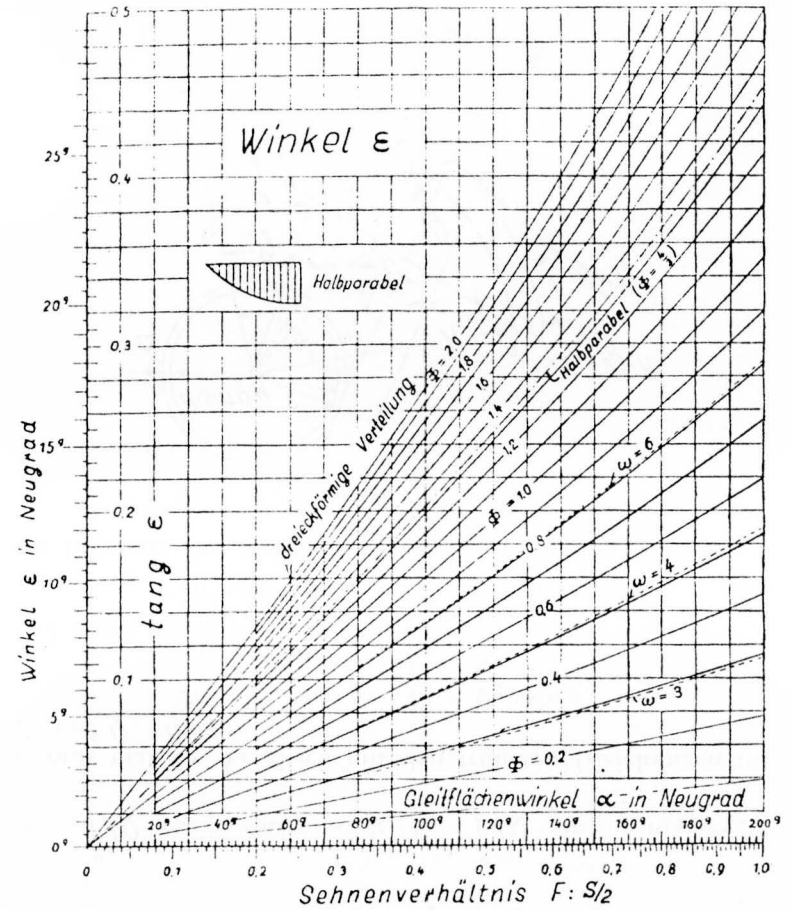


Abb. 7.

Die Richtungen der Teilkräfte N und T von Q weichen also von der Richtung $\varphi = \frac{a}{2}$ bzw. der Sehnenrichtung um denselben Winkel ε ab wie die Richtung von Q von der σ -Richtung für $\varphi = \frac{a}{2}$ (vgl. Abb. 5).

Die Momentengleichung für die Schubspannungen τ_r liefert:

$$T(R + a_T) = \int_0^a dT \cdot R = R \int_0^a dQ \cdot \sin \varrho = R^2 \sin \varrho \cdot \sigma_1 \int_0^a \frac{\sigma}{\sigma_1} d\varphi$$

und mit Hilfe der Gleichungen (10) und (9):

$$Q \sin \varrho (R + a_T) = Q \cdot R \sin \varrho (1 + v_R)$$

oder:
$$\frac{a_T}{R} = v_R = \frac{a}{R \sin \varrho} \quad (4a)$$

Diesen Zusammenhang kann man mit Hilfe von Gleichung (10) auch unmittelbar aus Abb. 5 ablesen:

$$(R \cdot \sin \varrho) : R = a : a_T.$$

Der v_R -Wert gilt demnach nicht nur für den Abstand a der Kraft Q vom $R \cdot \sin \varrho$ -Kreis, sondern ebenso auch für den Abstand a_T der Teilkraft T vom Gleitkreis. Mit Hilfe der Werte v_R und ε ist daher nicht nur die Lage von Q , sondern auch die Lage der Kräfte N und T leicht zu ermitteln. — Aus Abb. 5 liest man noch den für die praktische Anwendung wichtigen Zusammenhang ab:

$$\operatorname{tg} \varrho = \mu = \frac{\tau}{q} \text{ (Reibungsbeiwert)}. \quad (11)$$

Die v_R -Werte wird man in einer Tafel als Kurven auftragen, um jeden benötigten Wert bequem ablesen zu können. Die Reihenentwicklungen zeigen, daß v_R in erster Näherung geradlinig mit a^2 zunimmt. In der Tafel der v_R -Werte trägt man deshalb vorteilhaft a^2 anstatt a auf und erhält dadurch, wie die Abb. 6 zeigt, sehr gestreckte Linien, zu deren Aufzeichnung schon wenige Punkte genügen. — Übrigens kann man diese schwach gekrümmten Kurven noch in gerade Linien verstrecken und dann durch eine Leitertafel darstellen⁵⁾.

In Abb. 6 sind neben den vorstehend errechneten Werten auch noch die v_R -Kurven für die Gleichung

$$\sigma = \sigma_1 \left(\frac{\varphi}{a} - \frac{\varphi^\omega}{a^\omega} \right)$$

mit $\omega = 3, 4$ und 6

(vgl. Abb. 8) aufgetragen, um zu zeigen, daß es bei der Berechnung der v_R -Werte auf eine gewisse Ungenauigkeit der Ersatzfunktion für die Spannungsverteilung in der Gleitfläche nicht immer ankommt. Man kann demnach auch in den Fällen genügend genau mit den Werten für parabelförmige Verteilung ($\omega = 2$) rechnen, bei denen die Mittelkraft Q von der σ -Richtung für $\varphi = \frac{a}{2}$ abweicht, falls nur die Anfangs- und Endwerte von σ Null sind.

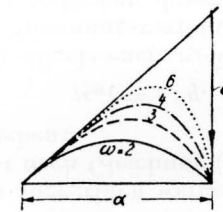


Abb. 8.



Abb. 9.

Zuweilen hat man es allerdings nur mit einem Teil der Gleitfläche zu tun, z. B. bei Böschungen (Staudämmen) aus bindiger Erde, die eine Deckschicht aus Kiessand oder Steinen erhalten haben (vgl. Abb. 10 und 15). In einem solchen Falle benötigt man die v_R -Werte für eine Druckverteilung etwa nach Abb. 9. Mit den Bezeichnungen dieser Abbildung erhält man unter der Annahme parabelförmiger Spannungsverteilung:

$$\sigma = 4 \sigma_m \cdot \frac{\varphi}{\beta} \left(1 - \frac{\varphi}{\beta} \right)$$

auf dem gleichen Wege wie oben bei der dreieckförmigen Verteilung die Formeln:

$$1 + v_R = \frac{a^2 \beta \left(3 - 2 \frac{a}{\beta} \right)}{6 \cdot 12(4 + \beta^2) + a^2(\beta - a)^2 - 2a[4 + \beta(\beta - a)] \sin a - 2[4 + \beta^2 - 2a^2] \cos a} \quad (12)$$

$$\operatorname{tg} \varepsilon = (\beta - a) \cdot \frac{2(1 - \cos a) - a \sin a}{[4 + a(\beta - a)](1 - \cos a) - 2a \sin a} \quad (13)$$

Die sich hieraus ergebenden Werte werden zweckmäßig nach den Verhältniszahlen $\Phi = \sigma_2 : \sigma_1$ geordnet. Es ist

$$\Phi = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} = 4 \frac{1 - \frac{a}{\beta}}{2 - \frac{a}{\beta}} \text{ oder auch } \frac{a}{\beta} = 2 \frac{2 - \Phi}{4 - \Phi} \quad (14)$$

Die v_R -Kurven für einige Φ -Werte sind in Abb. 6 ebenfalls aufgetragen.

Die Werte $\operatorname{tg} \varepsilon$ der bisher untersuchten Ersatzfunktionen für die Spannungsverteilung in der Gleitfläche sind in Abb. 7 als Kurven aufgetragen.

Um die zur Bestimmung von a erforderliche Winkelmessung zu umgehen, kann man an Stelle von a auch das Verhältnis

$$w = \frac{F}{\left(\frac{S}{2}\right)} = \frac{2F}{S}$$

der Pfeilhöhe F zur halben Sehne S des Gleitkreises auftragen (vgl. Abb. 6). Es besteht der leicht beweisbare Zusammenhang:

$$w = \frac{1 - \cos \frac{a}{2}}{\sin \frac{a}{2}}$$

woraus umgekehrt folgt:

$$\sin \frac{a}{2} = \frac{2w}{1+w^2} \text{ und } \operatorname{tg} \frac{a}{2} = \frac{2w}{1-w^2} \quad (15)$$

In den Abb. 6 und 7 sind neben den a -Werten auch die Verhältniszahlen w aufgetragen, wodurch die v_R -Werte als Funktion von w erscheinen und die Benutzung eines Winkelmaßes sich erübrigt.

Mit Hilfe der vorstehenden Ergebnisse ist man in der Lage, alle Rutschungsuntersuchungen für kreisförmige Gleitflächen in einfacher Weise durchzuführen. Wir kommen damit zur

Anwendung auf baupraktische Aufgaben.

Da die Lage der ungünstigsten Gleitfläche nicht von vornherein bekannt ist, so ist die Untersuchung mehrerer möglicher Gleitflächen erforderlich, um durch den Vergleich der dabei erhaltenen Ergebnisse die ungünstigste Gleitfläche herauszufinden. Wir

brauchen damit nur noch zu zeigen, in welcher Weise für eine angenommene Gleitfläche der erforderliche Reibungsbeiwert $\mu = \operatorname{tg} \varrho$ ermittelt wird. Es sei zunächst vorausgesetzt, daß keine Gleitfestigkeit (Kohäsion) vorhanden ist ($k = 0$); der Einfluß der Festigkeit wird im 3. Abschnitt besonders behandelt.

Die Mittelkraft Q aller Gleitflächen-Einzelkräfte $dQ = \sigma \cdot ds$ muß mit der die Gleitfläche belastenden Kraft M im Gleichgewicht sein ($Q = -M$); vgl. Abb. 10. Diese Kraft M ist die Mittelkraft aller „äußeren“ Kräfte, wie z. B. des Eigengewichtes G (abzüglich des Wasserauftriebes) des Rutschkörpers, des Erdwiderstandes E_p , falls eine Deckschicht vorhanden ist, einer etwa vorkommenden Verkehrsbelastung P , einer Schrägkraft W aus Sickerwasserströmung usw. (vgl. Abb. 10). M ist demnach durch Zusammensetzung der äußeren Kräfte unschwer zu ermitteln. Zur Bestimmung des Reibungsbeiwertes μ ist dann im Hinblick auf Abb. 5 nur noch nötig, die Richtung von M nach oben hin zu verlängern, vom Mittelpunkt des Gleitkreises aus eine Lotrechte zu dieser Richtung zu ziehen und mit Hilfe der Formel (4a):

$$a_T = v_R \cdot R \quad (v_R \text{ nach Abb. 6})$$

die Lage der Kraft T einzuzeichnen (es genügt, die Lage des Schnittpunktes S von T und M zu bestimmen). Die Strecken r und q können dann abgegriffen werden, und der erforderliche Reibungsbeiwert μ ist nach Gleichung (11) als Verhältnis dieser beiden Strecken gegeben:

$$\mu_{\text{erf}} = r : q.$$

Die dem aus Abb. 6 abgelesenen v_R -Wert zugrunde liegende Ersatzfunktion der Spannungsverteilung kann meistens genügend genau nach Gutdünken durch Vergleich mit der Gestalt des Rutschkörpers gewählt werden. Genauer kann man mit Hilfe des vorhandenen Winkels ε (s. Abb. 4 und 10) den anzuwendenden Wert Φ bzw. ω aus Abb. 7 ablesen und für diesen Wert die Verhältniszahl v_R aus Abb. 6 entnehmen.

Beispielsweise sei die Wahl der Ersatzfunktion an Hand der Abb. 10 gezeigt. Näherungsweise (praktisch oft genau genug) kann man für den kreisförmigen Teil der Gleitfläche eine gleichmäßige Spannungsverteilung annehmen, wobei dann allerdings nicht mit dem Gleitkreiswinkel a , sondern mit einem kleineren Winkel a_R gerechnet werden muß, der durch Ersetzen des Rutschkörpers durch ein gefühlsmäßig gemittelttes Rechteck (in Abb. 10 strichpunktiert gezeichnet) gewonnen

anstehende Böschung standfest, weil der Erdwiderstand dem (aktiven) Erddruck gerade noch das Gleichgewicht hält. Ist jedoch ein waagerechter Wasserspiegel vorhanden, so muß die gesuchte größtmögliche Böschungneigung geringer sein als der Reibungswinkel, weil der Erdwiderstand durch den Wasserantrieb verringert wird. Eine unter dem Reibungswinkel α hergestellte Böschung wird also bei ansteigendem Wasserspiegel ein wenig abrutschen, so daß eine etwas flachere Böschung entsteht. Diese Erscheinung dürfte mit zu der Auffassung beigetragen haben, daß der Reibungswinkel unter Wasser kleiner sei als oberhalb des Wasserspiegels. In Wirklichkeit ist jedoch — wie auch durch Versuche nachgewiesen wurde — der Reibungswinkel nicht davon abhängig, ob sich die Erde über oder unter dem Wasserspiegel befindet, denn auch oberhalb des Wasserspiegels ist die Erde normalerweise feucht; insbesondere sind die Berührungspunkte der einzelnen Erdkörner von Haftwasser umgeben. Die Erklärung für die beim Hinzutreten eines waagerechten Wasserspiegels vor sich gehende Verringerung des Böschungswinkels nichtbindiger Erde ist vielmehr durch die Auftriebswirkung des Wassers zwanglos gegeben.

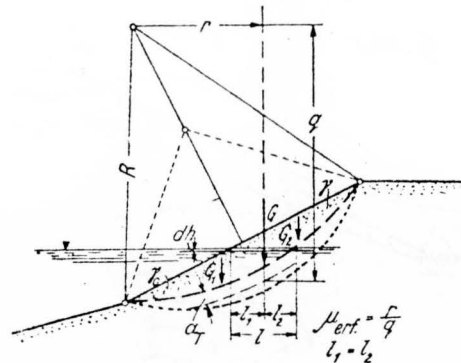


Abb. 11.

Unter Zugrundelegung von kreisförmigen Gleitflächen ist der statische Einfluß des Wasserspiegels leicht zu ermitteln. Es ist unschwer einzusehen, daß alle Gleitflächen durch den obersten Böschungspunkt und durch den untersten Endpunkt der untersuchten Böschungneigung gehen müssen (vgl. Abb. 11).

Für jede der untersuchten Gleitflächen ermittelt man die Eigen Gewichte G_1 und G_2 des Gleitkörpers unterhalb und oberhalb des Wasserspiegels und die Lage deren Mittelkraft G . Die letztere muß mit der Gleitflächenkraft Q im Gleichgewicht sein, woraus die Berechnung des erforderlichen Reibungsbeiwertes mit Hilfe der beiden Strecken r und q ohne weiteres folgt (s. Abb. 11 und den Schluß des 1. Abschnittes). — Es bleibt nur noch die Frage offen, in welcher Höhe der ungünstigste Wasserstand anzunehmen ist. Zur Beantwortung dieser Frage ermitteln wir die Lage von G zunächst für eine nach Gutdünken angenommene Wasserspiegellage und fragen dann nach dem Einfluß einer geringen Höhenänderung dh des Wasserspiegels. Die Länge der Wasserspiegellinie innerhalb des Gleitkörpers sei l ; sie werde durch G in die Längen l_1 und l_2 aufgeteilt. Eine Wasserspiegelsenkung um dh vermehrt das Gewicht G um $dG = (\gamma - \gamma_0) \cdot dh \cdot l$. Dieses kleine Mehrgewicht dG greift in der Mitte der Strecke l an. Ergibt sich nun für den zunächst geschätzten Wasserstand: $l_1 < l_2$, so hat dG vom Kreismittelpunkt aus einen größeren Hebelarm r als die Kraft G . Damit erfordert aber die Mittelkraft $G + dG$ einen etwas größeren Reibungsbeiwert μ als die Kraft G , d. h. durch eine geringe Senkung des Wasserspiegels entsteht für $l_1 < l_2$ ein etwas ungünstigerer Zustand. Ebenso erhält man für $l_1 > l_2$ durch eine Hebung des Wasserspiegels ungünstigere Verhältnisse. Für den ungünstigsten Wasserstand darf weder eine Hebung noch eine Senkung des Wasserspiegels größere μ -Werte erfordern, woraus als Bedingung folgt: $l_1 = l_2$. Der zunächst nach Gutdünken angenommene Wasserstand ist dieser Bedingung entsprechend zu berichtigen.

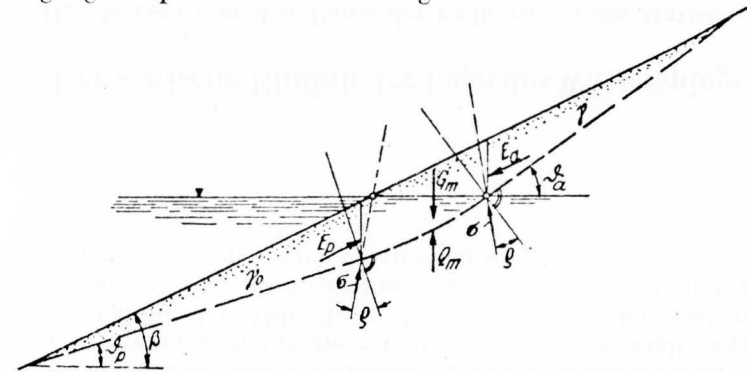


Abb. 12.

Der Einfluß eines waagerechten Wasserspiegels läßt sich auch rechnerisch verfolgen. Hierbei kann man von der genauen Form der Gleitfläche ausgehen, die in Abb. 12 angedeutet ist. Die Mittelkraft Q_m für den mittleren kurvenförmigen Teil der Gleitfläche ist fast genau lotrecht gerichtet. Da sich außerdem die Winkel $\vartheta_a - \beta$ und $\beta - \vartheta_p$ und damit auch die „Wandhöhen“ für E_a und E_p annähernd gleich ergeben (E_a und E_p sind der Böschungslinie gleichgerichtet), so ist man berechtigt, den Druck E_a der Erde über dem Wasserspiegel und den Erdwiderstand E_p unter Wasser für die gleiche Höhe zu berechnen und beide Werte einander gegenüberzustellen. Nach dem Aufsatze des Verfassers über Erddruckverteilung kann man mit der Abkürzung $b = \text{tg } \beta$ anschreiben⁸⁾:

$$\cos \beta \cdot E_a = \lambda_a \cdot \frac{1}{2} \gamma h^2; \quad \cos \beta \cdot E_p = \lambda_p \cdot \frac{1}{2} \gamma_0 h^2$$

mit $\lambda_a = \frac{1}{[1 + \mu^2 + |\mu^2 - b^2|]^2}; \quad \lambda_p = \frac{1}{[1 + \mu^2 - |\mu^2 - b^2|]^2}$.

Die Gleichsetzung von E_a und E_p liefert nach kurzer Zwischenrechnung folgende Gleichung für die gerade noch standfeste Böschungsneigung:

$$b \approx \sqrt{\mu^2 - (1 + \mu^2) \left(\frac{1 + \gamma_0}{1 + \gamma} \right)^2} \quad (16)$$

Abb. 13 liefert die zahlenmäßige Auswertung dieser Näherungsgleichung. Für einen Sand mit den Werten: $\mu = 0,65$, $\gamma = 1,80$ und $\gamma_0 = 1,00$ erhält man z. B. nach Abb. 13: $b : \mu \approx 0,964$ (oder $b = 0,964 \cdot 0,65 = 0,626 \approx 1 : 1,6$), also eine Herabminderung der Böschungsneigung um 3,6%, während man für Ton, der gegebenenfalls die Werte $\mu = 0,40$; $\gamma = 1,9$; $\gamma_0 = 0,9$ besitzen mag, schon ein Verhältnis $b : \mu$ von 0,868 oder eine Herabminderung der Böschungsneigung um 13,2% erhält.

Bei Staudämmen wird aus statischen und anderen Gründen häufig eine durchlässige Deckschicht (aus Kiessand oder Steinen) erforderlich. Der ungünstigste Wasserstand kann dabei in ähnlicher Weise ermittelt werden, wie es vorstehend an Hand der Abb. 11 gezeigt wurde. Der einfachste Fall dieser Art ist in Abb. 14a dargestellt (Abrutschen der Deckschicht auf dem bindigen Erdkörper, ebene Gleitflächen). Nimmt man den Wasserspiegel zunächst wieder nach Gutdünken an, so

⁸⁾ „Bautechnik“ 1938, S. 242.

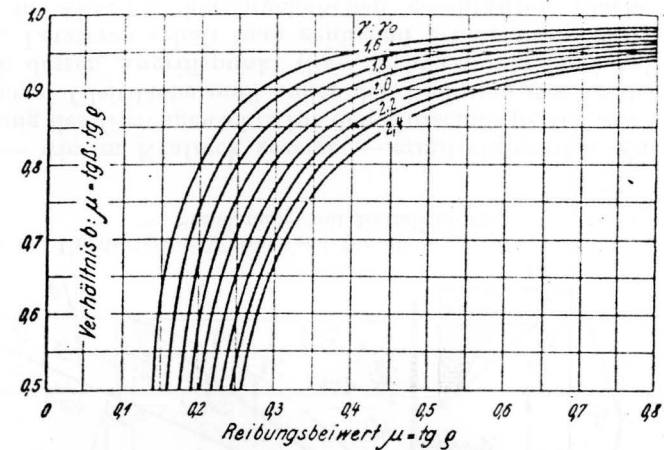


Abb. 13. Einfluß eines Wasserspiegels nach Abb. 12 und Gleichung (16).

kann man die Gewichte G_1 und G_2 vorläufig berechnen und das in Abb. 14b dargestellte Kräfteck zeichnen. Man nimmt am besten den Reibungsbeiwert der Deckschicht (μ_1) als gegeben an (unter Einrechnung einer gewissen Sicherheit, z. B. $\mu_1 \approx 0,85 \cdot \mu_{1\text{vorh}}$) und sucht unter Ausnutzung der Gleichgewichtsbedingung $E_1 = E_2$ den für die Oberfläche des bindigen Erdkörpers zur Verhinderung des Abgleitens gerade erforderlichen Reibungsbeiwert μ_2 . Die Richtung des Erddruckes E ist dabei gleichlaufend zur Böschungslinie anzunehmen. Man befindet sich mit dieser Annahme auf der sicheren Seite, denn

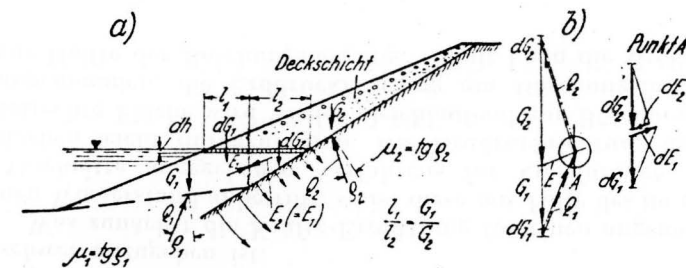


Abb. 14. Ungünstigster Wasserstand für die Deckschicht eines Staudammes.

in Wirklichkeit ist E noch etwas steiler geneigt als die Böschung, weil die schwereren Erdteile oberhalb des Wasserspiegels auf die unterhalb des Wasserspiegels befindlichen Erdteile wie eine steilere Böschung wirken. — Denkt man sich den Wasserspiegel wieder um das kleine Maß dh gesenkt, so vergrößern sich dadurch die Gewichte G_1 und G_2 um die Beträge $dG_1 = (\gamma - \gamma_0) dh \cdot l_1 = C \cdot l_1$ und $dG_2 = (\gamma - \gamma_0) dh \cdot l_2 = C \cdot l_2$, also verhältnismäßig den Wasserspiegellängen l_1 und l_2 . Diesen Gewichtszunahmen entsprechen die in Abb. 14b angegebenen Erddruckänderungen dE_1 und dE_2 . Solange $dE_1 > dE_2$ ist, bringt eine tiefere Lage des Wasserspiegels als die vorläufig angenommene günstigere Ergebnisse; für $dE_1 < dE_2$ ist es umgekehrt. Die gefährlichste Höhenlage des Wasserspiegels folgt demnach aus der Bedingung: $dE_1 = dE_2$ oder unter Beachtung der Ähnlichkeit des kleinen Kraftecks für Punkt A mit dem ganzen Krafteck für G_1 und G_2 aus:

$$l_1 : l_2 = G_1 : G_2.$$

Trägt man die erforderlichen Reibungsbeiwerte μ_2 für verschiedene Wasserspiegellagen auf, so erhält man eine Kurve, deren Größtwert sich an der Stelle des ungünstigsten Wasserspiegels befindet. Da nun aber in der Nähe des Größtwertes einer Funktion fast genau derselbe Wert wie der Größtwert erhalten wird, so folgt, daß man die soeben abgeleitete Bedingung für die Lage des ungünstigsten Wasserstandes nur mit roher Näherung zu erfüllen braucht.

Bei Staudämmen mit Dichtungskern in Dammitte (Beton oder Eisen oder auch Tonkern) muß man sicherheits halber annehmen, daß der Kern der dichteste Teil des Dammes ist und den ganzen Wasserdruck aufnimmt. In einem solchen Falle darf man daher nicht mit der in Abb. 14a angedeuteten Durchströmung des Dichtungslehmes vor dem Kern rechnen, sondern muß einen bis zum Kern durchlaufenden waagerechten Wasserspiegel voraussetzen. Bei der statischen Untersuchung wird sich dann meist herausstellen, daß gekrümmte (kreisförmige) Gleitflächen im Lehmkörper ungünstiger sind als die vorstehend untersuchte Gleitfläche zwischen Deckschicht und Dichtungslehm. In Abb. 15 ist die Berechnung mit Hilfe einer solchen kreisförmigen Gleitfläche vorgeführt (gleichzeitig für den häufig vorkommenden Fall, daß der Dichtungslehm wasserseitig als sog. „Dichtungsteppich“ weitergeführt wird), um u.a. daran zu zeigen, daß die Bedingung für die Lage des statisch

ungünstigsten Wasserstandes auch für verwickeltere Fälle un schwer anzugeben ist.

Was zunächst die Kräfte-Ermittlung für einen angenommenen Wasserstand anbetrifft, so ist diese mit Hilfe des im ersten Abschnitte angegebenen Verfahrens für kreisförmige Gleitflächen leicht durchzuführen. Die Erddruckrichtung auf die lotrechte Fläche wird wieder gleichlaufend zur Böschungslinie angenommen, die Erddruckrichtung am Böschungsfuß etwa zur Hälfte der Böschungsneigung. Damit kann die Größe von

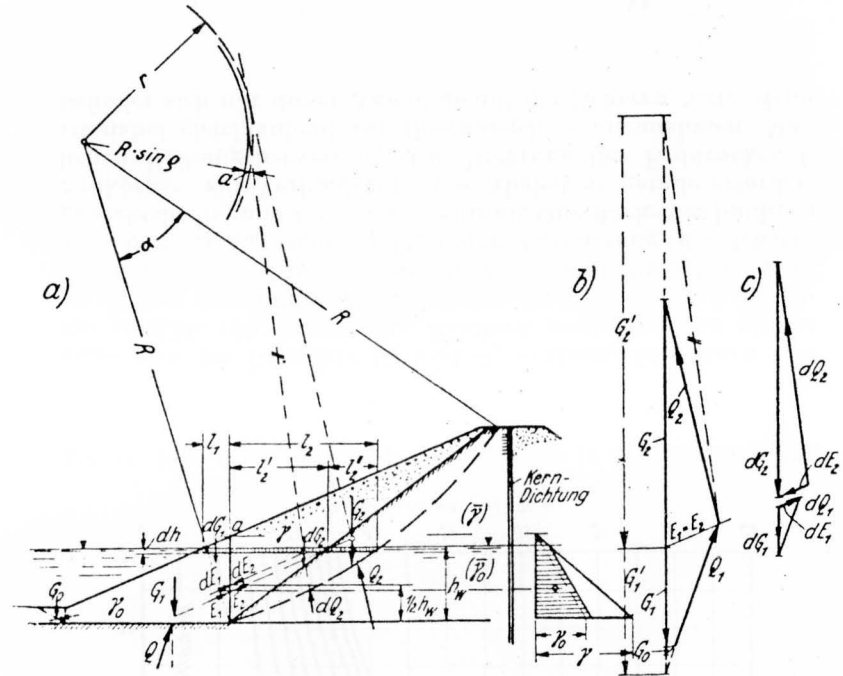


Abb. 15. Ungünstigster Wasserstand für die wasserseitige Böschung eines Staudammes mit Kerndichtung.

E_1 — wie im Krafteck gezeigt — ermittelt werden. Zur Erfüllung des Gleichgewichts für den Rutschkörperteil mit kreisförmiger Gleitfläche muß außer der Richtung des Erddruckes auch dessen Angriffspunkt (bzw. Schwerpunktslage) bekannt sein. Letzteren erhält man genügend genau als Schwerpunkt der in Abb. 15a hervorgehobenen geschrafften Fläche. Im

übrigen muß die Widerstandskraft Q_2 der kreisförmigen Gleitfläche durch den Schnittpunkt von E_2 und G_2 gehen und den Mittelpunktskreis mit dem Halbmesser $r = R \sin \varrho (1 + v_R)$ berühren (wie es bereits im 1. Abschnitt näher beschrieben ist). Bei festliegender Richtung von Q_2 ist die Größe von E_2 mit Hilfe des entsprechenden Kräfteckes gegeben. Durch probeweises Einsetzen von zwei μ_2 -Werten kann man leicht den μ_2 -Wert finden, der die Bedingung $E_1 = E_2$ erfüllt. Dieser Wert $\mu_{2\text{erf}}$ ist zum Verhindern des Rutschens gerade notwendig.

Zur Ermittlung der Bedingung für die Lage des ungünstigsten Wasserspiegels geht man wieder von einer geringen Senkung dh des Wasserstandes aus. Die dadurch verursachten Mehrgewichte dG_1 und dG_2 können den Längen l_1 und l_2 verhältnismäßig gesetzt werden (falls $(\gamma - \gamma_0)$ für beide Erdarten gleich ist, sonst sind an Stelle von l_1 und l_2 die Werte $l_1 (\gamma_1 - \gamma_{01})$ und $l_2' (\gamma_1 - \gamma_{01}) + l_2'' (\gamma_2 - \gamma_{02})$ zu nehmen), und die gewünschte Bedingung folgt wie oben aus: $dE_1 = dE_2$. Die Ermittlung von dE_1 und dE_2 geht aus Abb. 15a und c hervor. dE greift in halber Höhe unterhalb des Wasserspiegels an. Die Richtung von dQ_2 findet man wieder durch den Schnittpunkt von dE_2 und dG_2 und (genau genug) als Berührende an den $R \sin \varrho$ -Kreis. Überträgt man die Richtungen von dQ_1 und dQ_2 in das Kräfteck der Abb. 15b, so folgt für den Fall: $dE_1 = dE_2$ aus der Ähnlichkeit von Dreiecken in Abb. 15b und c in ähnlicher Weise wie oben die Bedingung:

$$l_1 : l_2 = G_1' : G_2',$$

der der angenommene Wasserstand wenigstens einigermaßen genügen muß.

Als nächstes Beispiel sei die Standsicherheit einer Böschung ermittelt, die von einem zur Böschungsrichtung gleichlaufenden Sickerwasserstrom durchflossen wird. Die Spiegellinie des Grundwassers falle dabei mit der Böschungslinie zusammen, so daß also die ganze Böschung sozusagen in den Grundwasserstrom eintaucht (Abb. 16).

Sämtliche Erdkörner werden dann durch den Wasserauftrieb erleichtert. Diese Gewichtsminderung der einzelnen Körner wirkt sich andererseits aber dahingehend aus, daß das Gewicht eines größeren Wasserelementes nicht nur aus dem Gewicht des Porenwassers selbst besteht, sondern auch noch den auf die Erdkörner ausgeübten Auftrieb mit umfaßt, d. h. man kann so rechnen, als ob das ganze Raumelement mit Wasser angefüllt wäre. Dieses „volle“ Gewicht eines Wasserelementes wird nun

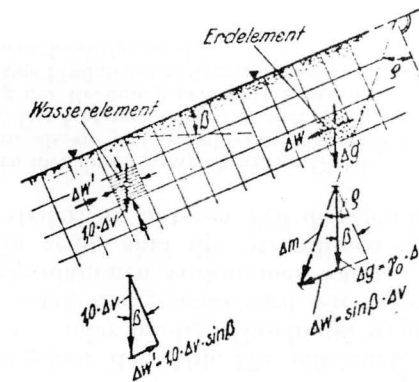


Abb. 16. Statische Wirkung des gleichlaufend zur Böschung fließenden Grundwassers.

durch zwei Kräfte gestützt: Durch den statischen Druck des Wassers lotrecht zur Strömungsrichtung und durch die gleichlaufend zur Strömung gerichtete Kraft der Reibung zwischen dem Sickerwasser und den Erdkörnern. Die erste dieser Kräfte hat keinerlei Wirkung auf das Erdgerüst, während die zweite in voller Größe die Erdkörner beansprucht⁹⁾. Die einfache Kräftezerlegung des Gewichtes eines Wasserelementes vom Rauminhalt Δv in die angedeuteten beiden Kräfte Richtungen (vgl. Abb. 16) liefert für die von den Erdkörnern auf das Sickerwasser ausgeübte Reibungskraft:

$$\Delta w' = 1,0 \cdot \Delta v \cdot \sin \beta.$$

Das Sickerwasser übt seinerseits auf das Erdgerüst die gleiche, aber entgegengesetzt gerichtete Kraftwirkung aus. Auf die Erdkörner wirken damit zwei Raumkräfte (Massenkräfte): das um den Auftrieb verminderte Eigengewicht der Körner:

$$\Delta g = \gamma_0 \cdot \Delta v$$

und die Strömungskraft des Sickerwassers:

$$\Delta w = \sin \beta \cdot \Delta v.$$

Die Zusammensetzung dieser beiden Wirkungen liefert eine schräg nach unten gerichtete Mittelkraft Δm (Abb. 16).

⁹⁾ Eine eingehendere Beweisführung habe ich in der „Schweiz. Bauztg.“ 109 (1937), S. 297, gegeben.

Die Schräglage dieser Mittelkraft ist die Ursache dafür, wenn eine unter dem Reibungswinkel anstehende Böschung durch die in Betracht gezogene Durchströmung ohne weiteres zum Einsturz gebracht wird. Man erkennt, daß eine bei der betrachteten Durchströmung gerade noch standfeste Böschung bedeutend flacher geneigt sein muß als der Reibungswinkel ϱ . Die Standsicherheit der Böschung ist nur so lange gewährleistet, wie der Reibungswinkel der Erde nicht überschritten wird. Im Grenzfalle muß — genau wie bei einer unter dem Reibungswinkel stehenden Böschung ohne Wassereinfluß — der Winkel zwischen der mittleren Massenkraft Δm und der Böschungsneigung $\frac{\pi}{2} - \varrho$ betragen (Abb. 16)¹⁰. Man kann für diesen Fall aus dem Kräfteck der Abb. 16 ablesen:

$$\operatorname{tg} \varrho - \operatorname{tg} \beta = \frac{\sin \beta \cdot \Delta v}{\gamma_0 \cdot \Delta v \cdot \cos \beta} = \frac{\operatorname{tg} \beta}{\gamma_0},$$

woraus folgt:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\gamma_0}{1 + \gamma_0} \cdot \operatorname{tg} \varrho. \quad (17)$$

Für den sehr oft vorkommenden Fall: $\gamma_0 = 1,0$ erhält man z. B. nach dieser Formel: $\operatorname{tg} \beta = \frac{1}{2} \cdot \operatorname{tg} \varrho$, also nur die halbe Böschungsneigung gegenüber dem normalen Fall ohne Wasserströmung. Hieraus sieht man, daß das gleichlaufend zur Böschung fließende Sickerwasser einen sehr bedeutenden Einfluß auf die Standsicherheit einer Böschung hat, sofern es bis zur Oberfläche der Böschung ansteigt.

Der untersuchte Fall einer gleichlaufend durchströmten Böschung tritt zwar in der Natur nur selten genau auf, jedoch kommt es häufig vor, daß kleinere Bereiche von Böschungen in ähnlicher Weise durchströmt werden. In Abb. 17a ist z. B. das (zuerst von Terzaghi angegebene) Strömungsnetz einer feinsandigen oder schluffigen Böschung für den Fall eines Dauerregens hinreichender Ergiebigkeit aufgezeichnet. Wie ersichtlich, ist etwa in der Mitte der Böschung ein Bereich vorhanden, der eine zur Böschungslinie mehr oder weniger gleich-

¹⁰ Während der Niederschrift dieses Aufsatzes erschien eine Arbeit von R. Müller, Zürich („Erdbaukurs der E. T. H. 1938“), in der derselbe Gedanke ausgesprochen ist. Müller ist jedoch nicht zu der einfachen Gleichung (17) gelangt, sondern gibt eine graphische Tafel. Die Gleichung (17) habe ich unabhängig von Müller schon 1933 abgeleitet (kürzlich veröffentlicht in der Arbeit von Cheng: Der Löß als Deichbaustoff. Heft 38 der Mitteilg. d. Preuß. Versuchsanstalt für Wasser-, Erd- und Schiffbau, Berlin 1940, S. 35).

laufende Strömung hat. Auf diesen mittleren Teil der Böschung kann daher die Gleichung (17) näherungsweise Anwendung finden. Da der Einfluß einer „Böschungsströmung“, wie wir gesehen haben, sehr ungünstig ist, so ist dadurch leicht zu erklären, warum an einer feinsandigen oder schluffigen (allgemeiner: an einer festigkeitslosen) Böschung bei stärkerem Regen leicht flache Rutschungen auftreten¹¹). Auch die Frage der Bodenerosion an Abhängen erscheint durch diese Betrachtung in einem anderen Lichte.

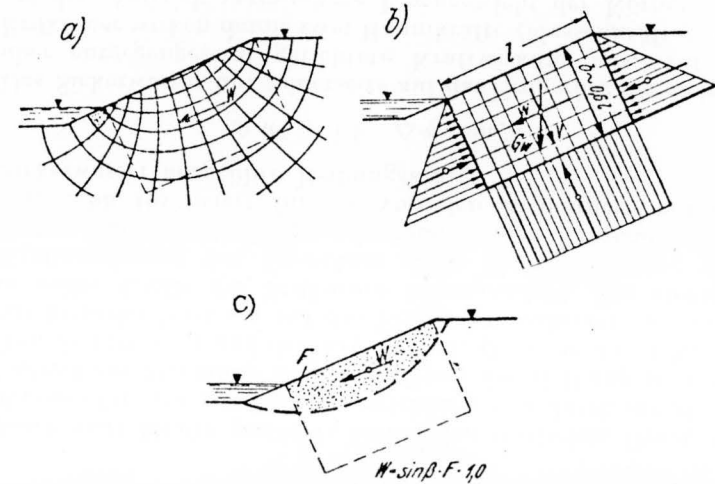


Abb. 17. Näherungsweise Ansatz der Strömungskraft W des Sickerwassers bei starkem Regen oder plötzlicher Absenkung des Stauspiegels.

Das Strömungsbild der Abb. 17a gilt auch für eine hinreichend schluffige oder bindige Böschung, wenn der Wasserspiegel relativ plötzlich abgesenkt wird, wie es bei Hochwasserdeichen und Staudämmen vorkommen kann.

Wie Abb. 17a zeigt, sind die Stromlinien im oberen Teil der Böschung steiler, im unteren Teil dagegen flacher geneigt

¹¹ Wir kommen hier durch Anwendung der Gleichung (17) zu ungünstigeren Ergebnissen, als sie von Steinbrenner (Bauingenieur 1938, S. 166) errechnet wurden. Der Unterschied erklärt sich durch die von Steinbrenner zur Vereinfachung der Rechnung gemachte Annahme ebener Gleitflächen, wodurch der günstige Einfluß der Sickerwasserkräfte in der Nähe der Dammkronen zu stark berücksichtigt wird.

als die Böschungslinie. Die Mittelkraft W aller einzelnen Strömungskräfte ist daher annähernd gleichlaufend zur Böschungslinie gerichtet. Durch diese Tatsache wird man auf die in Abb. 17b dargestellte näherungsweise Berechnung der Sickerwasserkräfte geführt: Es ist angenommen, daß auf den besonders hervorgehobenen rechteckigen Flächenteil die Strömungskraft $W = \sin \beta \cdot b \cdot l \cdot 1,0$ wirkt; außerhalb dieses Rechteckes ist keine Strömungskraft angesetzt. Die Breite b muß so gewählt werden, daß sich für das gesamte W etwa derselbe Wert wie nach Abb. 17a ergibt ($b \sim 0,6 l$). — Die in Abb. 17b am Umfang des „Strömungsrechteckes“ angedeuteten Wasserdrücke heben sich gegenseitig auf — wenn man die Teilkraft V des Wassergewichtes G_w lotrecht zur Böschung mit einbezieht — so daß als Wirkung von G_w auf das Erdgerüst nur die Kraft W übrigbleibt.

Durch den näherungsweisen Ansatz der Strömungskraft W wird die statische Berechnung sehr vereinfacht, da man sich das zeitraubende Aufzeichnen des Strömungsnetzes erspart. Für eine zu untersuchende Gleitfläche, die innerhalb des Strömungsrechteckes verläuft (Abb. 17c), hat man auf diese Weise als Strömungskraft des Sickerwassers:

$$W \approx \sin \beta \cdot F,$$

wenn F die in Abb. 17c punktierte Fläche bedeutet. W greift im Schwerpunkt von F an,

Als Beispiel sei in Abb. 18 eine Böschung mit durchlässiger Deckschicht und waagrechttem Wasserstand untersucht (ähnlich der Abb. 15, nur daß die Deckschicht an Bedeutung zurücktritt). Gefragt sei nach dem statischen Einfluß eines hinreichend ergiebigen¹²⁾ Regens (bzw. einer plötzlichen Spiegelsenkung) und nach der Lage des ungünstigsten Wasserstandes.

Die Strömungskraft des Sickerwassers wird näherungsweise nach Abb. 17c berechnet und mit den in bekannter Weise ermittelten übrigen Kräften G_2 , P und E_1 im Krafteck zu einer Mittelkraft M zusammengesetzt. G_2 bedeutet dabei das Gewicht des Rutschkörperteiles, der durch die kreisförmige Gleitlinie und die beiden Lotrechten durch ihre Endpunkte eingeschlossen wird (für den bindigen Teil muß überall der Wasserantrieb berücksichtigt werden, für die durchlässige Deck-

¹²⁾ W. Steinbrenner hat nachgewiesen, daß hierfür die Niederschlagsmenge in der Zeiteinheit mindestens gleich dem Durchlässigkeitsbeiwert k der Böschungserde (in unserem Fall der bindigen Erde unterhalb der Deckschicht) sein muß; s. Bauing. 1938, S. 166.

schicht jedoch nur unterhalb des Wasserspiegels). Wie im 1. Abschnitt gezeigt wurde, findet man den zur Vermeidung des Rutschens mindestens erforderlichen Reibungsbeiwert μ_2 aus dem Verhältnis der beiden Strecken r und q , die mit Hilfe des v_R -Wertes leicht zu ermitteln sind. Der ungünstigste Wasserstand muß (wie in den vorhergehenden Beispielen) zunächst geschätzt werden.

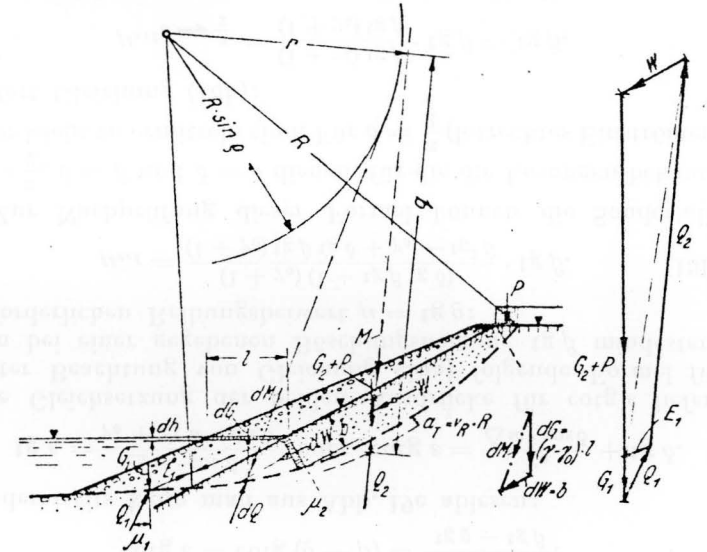


Abb. 18. Ungünstigster Wasserstand bei näherungsweisem Ansatz der Strömungskraft W des Sickerwassers.

Durch eine geringfügige Senkung des Wasserspiegels erhält man die zusätzlichen kleinen Kräfte $dG = (\gamma - \gamma_0) dh \cdot l$ und $dW = b \cdot \frac{dh}{\sin \beta_2} \cdot \sin \beta_2 = b \cdot dh$ oder bei Fortlassung von dh (da es nur auf das Verhältnis von dG und dW ankommt):

$$dG = (\gamma - \gamma_0) \cdot l; \quad dW = b.$$

Die Zusammensetzung dieser beiden kleinen Kräfte (in beliebigen Maßstab) liefert die Mittelkraft dM , die den $R \cdot \sin \varrho$ -Kreis berühren muß, wenn die vorläufig angenommene Wasserspiegellinie die ungünstigste ist. Denn würde dM außerhalb des $R \cdot \sin \varrho$ -Kreises liegen, so würde durch die (geringe) Senkung des Wasserspiegels der erforderliche Reibungsbeiwert μ_2

erhöht, weil dM dann einen größeren Hebelarm hätte (bezogen auf den Kreismittelpunkt) als die übrigen Gleitflächenspannungen; der ungünstigste Wasserstand müßte dann also noch tiefer liegen. Andererseits würden für den Fall, daß dM den $R \cdot \sin \varrho$ -Kreis schneidet, die Verhältnisse durch eine kleine Spiegelsenkung im günstigen Sinne beeinflußt werden, d. h. der ungünstigste Wasserstand müßte dann höher liegen, als angenommen wurde. Hieraus folgt, daß die Wirkungslinie von dM (annähernd, d. h. ohne Rücksicht auf ein v_R für dM) den $R \cdot \sin \varrho$ -Kreis berühren muß, wenn der angenommene Wasserstand der ungünstigste sein soll.

Es sei noch der statische Einfluß eines aus einer Böschung austretenden Sickerwasserstromes beliebiger Neigung δ (Abb. 19a, Punkt A) untersucht. In Abb. 19b und c sind die Kräfteverhältnisse beim Austritt des Sickerwassers (z. B. für Punkt A) für sich herausgezeichnet.

Das Gewicht des rechtwinklig-dreieckigen vollen Wasserelementes in Abb. 19b beträgt:

$$\Delta g_w = 1,0 \cdot \frac{(\Delta s)^2}{2} \cotg(\beta - \delta).$$

Die Strömungskraft (Wasserreibungskraft) Δw für die Erdkörner desselben Elementes muß sowohl den Wasserdruck Δw_1 aufzehren als auch der Teilkraft Δw_2 aus g_w das Gleichgewicht halten, so daß man erhält:

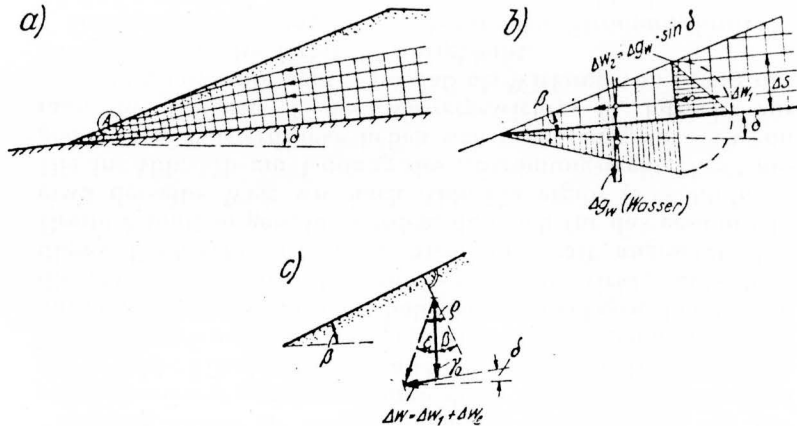


Abb. 19. Unter beliebigem Winkel δ austretendes Sickerwasser.

$$\Delta w = \Delta w_1 + \Delta w_2 = \frac{(\Delta s)^2}{2} \cos \delta + \frac{(\Delta s)^2}{2} \cotg(\beta - \delta) \cdot \sin \delta.$$

Ersetzt man noch $\frac{(\Delta s)^2}{2} \cotg(\beta - \delta)$ durch den Rauminhalt Δv des Elementes, so hat man schließlich als Raumkräfte für die Erdkörner:

das um den Auftrieb verminderte lotrechte Eigengewicht

$$\Delta g = \gamma_0 \cdot \Delta v$$

und die in Richtung δ wirkende Strömungskraft

$$\Delta w = [\sin \delta + \cos \delta \cdot \tg(\beta - \delta)] \cdot \Delta v \quad \left. \vphantom{\Delta w} \right\} (18a)$$

In ähnlicher Weise wie bei Abb. 16 gilt unmittelbar vor dem Abrutschen die Bedingung: $\varepsilon = \varrho - \beta$, weil die Gleitflächen wieder der Böschungsneigung gleichlaufen. Man kann also anschreiben:

$$\cotg \varepsilon = \cotg(\varrho - \beta) = \frac{1 + \tg \varrho \tg \beta}{\tg \varrho - \tg \beta}.$$

Andererseits kann man aus Abb. 19c ablesen:

$$\tg \varepsilon = \frac{\Delta w \cdot \cos \delta}{\gamma_0 + \Delta w \cdot \sin \delta} \quad \text{oder} \quad \cotg \varepsilon = \frac{\gamma_0}{\Delta w \cdot \cos \delta} + \tg \delta.$$

Die Gleichsetzung der beiden Ausdrücke für $\cotg \varepsilon$ liefert unter Beachtung von Gleichung (18a) folgende Formel für den bei einer gegebenen Böschungsneigung $\tg \beta$ mindestens erforderlichen Reibungsbeiwert $\mu = \tg \varrho$:

$$\mu_{\text{erf}} = \frac{(1 + \gamma_0)(1 + \tg \beta \tg \delta)}{(1 + \gamma_0) \tg \beta \tg \delta + \gamma_0 - \tg^2 \beta} \cdot \tg \beta. \quad (18b)$$

Zur Nachprüfung dieser Formel können die Sonderfälle $\delta = \frac{\pi}{2}$, $\delta = \beta$ und $\delta = 0$ dienen, für die die Lösungen bekannt oder leicht zu ermitteln sind. Für $\delta = \frac{\pi}{2}$ (lotrechtes Einströmen) liefert Gleichung (18b):

$$\mu_{\text{erf } \delta = \frac{\pi}{2}} = \frac{(1 + \gamma_0) \tg \beta}{(1 + \gamma_0) \tg \beta} \cdot \tg \beta = \tg \beta,$$

wie es auch sein muß, da durch das lotrechte Einströmen die Richtung der Raumkräfte nicht verändert wird. — Für $\delta = \beta$ erhält man:

$$\mu_{\text{erf } \delta = \beta} = \frac{(1 + \gamma_0)(1 + \tg^2 \beta)}{(1 + \gamma_0) \tg^2 \beta + \gamma_0 - \tg^2 \beta} \cdot \tg \beta = \frac{1 + \gamma_0}{\gamma_0} \cdot \tg \beta$$

in Übereinstimmung mit Gleichung (17). — Für den Sonderfall $\delta = 0$ (waagrechtes Ausströmen) ergibt Gleichung (18b):

$$\mu_{\text{erf } \delta=0} = \frac{1 + \gamma_0}{\gamma_0 - \text{tg}^2 \beta} \cdot \text{tg} \beta. \quad (18c)$$

Nach Abb. 19b und c kann man für diesen Fall anschreiben:

$$\Delta w_1 = \frac{(\Delta s)^2}{2}; \Delta w_2 = 0; \Delta v = \frac{(\Delta s)^2}{2} \cdot \cot \alpha \beta; \Delta w = \text{tg} \beta \cdot \Delta v$$

und damit:

$$\text{tg} \varepsilon = \frac{\text{tg} \beta}{\gamma_0} = \text{tg} (\varrho - \beta) = \frac{\mu - \text{tg} \beta}{1 + \mu \text{tg} \beta},$$

woraus ebenfalls die Gleichung (18c) folgt.

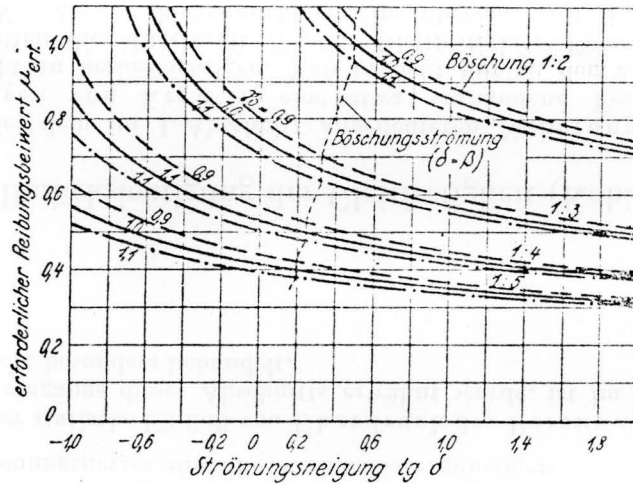


Abb. 20. Statischer Einfluß des aus einer Böschung austretenden Sickerwassers (Abb. 19 und Gleichung 18b).

Die zahlenmäßigen Ergebnisse der Gleichung (18b) sind in Abb. 20 für einige Böschungsneigungen β und Raumgewichte γ_0 aufgezeichnet. Danach erhält man z. B. für $\gamma_0 = 1,0 \text{ t/m}^3$, $\text{tg} \beta = 1:4$ und waagerechtes Ausströmen: $\mu_{\text{erf}} = 0,53$. — Sande mit einem Reibungsbeiwert von etwa 0,65 darf man nach Abb. 20 für den Fall der Böschungsströmung nicht steiler als 1:3, für waagerechte Ausströmung nicht steiler als 1:3,5 böschen.

Durch den durch Abb. 17 veranschaulichten Näherungsansatz für \mathcal{W} wird der statische Einfluß des Sickerwassers in seiner Gesamtwirkung (d. h. hinsichtlich der Rutschgefahr der ganzen Böschung) voraussichtlich hinreichend genau erfaßt; jedoch

kann der statische Einfluß des Sickerwassers in einem gewissen Teilbereich der Böschung größer als nach Abb. 17 sein. So wurde soeben gezeigt, daß die annähernd waagerechte Ausströmung des Sickerwassers etwas oberhalb des unteren Wasserspiegels (vgl. Abb. 17a) statisch noch etwas ungünstiger wirkt als die Strömung gleichlaufend zur Böschung (s. Abb. 20). Der am meisten gefährdete Punkt der Böschung ist der Schnittpunkt des unteren Wasserspiegels mit der Böschungslinie, worauf R. Dachler hingewiesen hat¹³⁾. In diesem Punkt wird nämlich die Austrittsgeschwindigkeit des Wassers lotrecht zur Böschung theoretisch unendlich groß, so daß dort Gleichgewichtsstörungen (z. B. Fortspülung der Erdkörper) unvermeidlich sind (sofern nicht eine durchlässigere Deckschicht die Erdkörper festhält). Jedoch ist diese am meisten gefährdete Stelle der Böschung örtlich sehr beschränkt, so daß von einer Gefährdung der ganzen Böschung wohl nicht gesprochen werden kann. Inwieweit der örtlichen Gefährdung begegnet werden muß, werden am besten Versuche zeigen.

Bei der Betrachtung der Abb. 17a tritt noch die Frage auf, ob die Böschung auch unterhalb des Wasserspiegels stand-sicher ist. Hier münden die Stromlinien lotrecht zur Böschung aus, und es gilt nach Abb. 21 die Gleichgewichtsbedingung:

$$\text{tg} \varrho_{\text{erf}} = \mu_{\text{erf}} = \frac{\gamma_0 \sin \beta}{\gamma_0 \cos \beta - \frac{\Delta h}{\Delta s}}, \quad (19a)$$

aus der bei gegebener Böschungsneigung β für den Druckhöhenverlust folgt:

$$\frac{\Delta h}{\Delta s} \leq \gamma_0 \cos \beta \left(1 - \frac{\text{tg} \beta}{\mu} \right). \quad (19b)$$

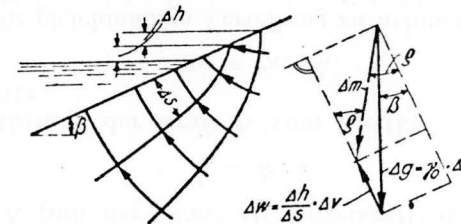


Abb. 21. Wasseraustritt unterhalb des Wasserspiegels.

¹³⁾ R. Dachler: Grundwasserströmung. Wien 1936, S. 108.

Dieser Wert darf nicht überschritten werden, wenn die Böschung unterhalb des Wasserspiegels standsicher sein soll¹⁴⁾.

Um zu sehen, wie die Verhältnisse in einem praktischen Fall liegen, lesen wir aus Abb. 17a für das punktierte Strömungsquadrat ab: $\Delta h : \Delta s \approx 0,33$. Zulässig wäre nach Gleichung (19b) für $\gamma_0 = 1,0$, wenn μ für „Böschungsströmung“ eingesetzt wird (d. h. $\text{tg } \beta : \mu$ nach Gleichung (17) = $\frac{1}{2}$):

$$\frac{\Delta h}{\Delta s} \leq 1,0 \cdot 0,92 \left(1 - \frac{1}{2}\right) = 0,46.$$

Diese Gegenüberstellung deutet darauf hin, daß die Böschung unterhalb des Wasserspiegels örtlich wahrscheinlich nicht gefährdet sein wird. Denn wir haben die Rechnung für ein Quadrat durchgeführt, das von dem (gefährlichen) Wasserspiegel nur wenig entfernt ist; für tiefer liegende Quadrate des Strömungsnetzes sind die Verhältnisse günstiger.

Der statische Einfluß von Überdruck des Porenwassers, der eingangs dieses Abschnitts erwähnt wurde, ist im 6. Abschnitt besonders behandelt.

3. Berücksichtigung der Gleitfestigkeit (Kohäsion)

Bei dem im 1. Abschnitt angedeuteten Näherungsverfahren von Krey ist eine etwa vorhandene Festigkeit leicht zu berücksichtigen. Man braucht nur zu den äußeren Kräften die Mittelkraft K aller Gleitfestigkeits-Einzelkräfte $\Delta K = k \cdot \Delta s$ hinzuzunehmen; im übrigen wird das Ver-

¹⁴⁾ Nach der Niederschrift dieser Arbeit erschien ein Aufsatz von W. Bernatzik („Grenzneigung von Sandböschungen bei gleichzeitiger Grundwasserströmung“. Bautechnik 18 [1940], S. 634), in dem die Gleichung (19) in der Form

$$p = \frac{\Delta h}{\Delta s} = \frac{\gamma}{\sin \varrho} \cdot \sin (\varrho - \beta)$$

gegeben wird, wodurch eine anschauliche Darstellung des Grenzgleichgewichts durchströmter Böschungen in Form eines „Böschungskreises“ möglich wird. Bernatzik hat die Gültigkeit der vorstehenden Gleichung für beliebige Böschungsneigungen durch Versuche überzeugend nachgewiesen.

fahren wie sonst durchgeführt (Abb. 22). Die Größe von K ergibt sich gleich dem k -fachen der Gleitkreissehne, da man sich die Gleitlinie als Krafteck der aneinander gereihten kleinen Kräfte ΔK (mit der Sehne als Mittelkraft) denken kann:

$$\dot{K} = k \cdot S. \quad (20)$$

Für den Abstand der Kraft K vom Gleitkreis gilt nach dem 1. Abschnitt:

$$a_K = v_R \cdot R,$$

wobei v_R für gleichmäßige Verteilung zu nehmen ist. Denn die Lage von K entspricht der Lage einer Schubkraft T für gleichmäßige Spannungsverteilung.

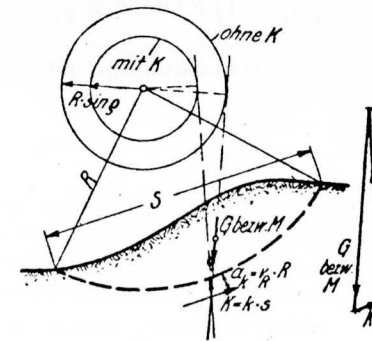


Abb. 22. Näherungsweise Berücksichtigung der Festigkeit k .

Will man dagegen das im 1. Abschnitt gegebene genauere Verfahren anwenden, so stößt man zunächst auf Schwierigkeiten. Durch die Gleitfestigkeit k wird nämlich die Spannungsverteilung in der Gleitfläche verändert, so daß man nicht ohne weiteres weiß, für welche Verteilung von Q man v_R abgreifen soll. Diese Schwierigkeit läßt sich jedoch beseitigen, wenn man die Spannungsverteilung in den Auslaufpunkten (Anfangs- und Endpunkt) der kreisförmigen Gleitlinie näher untersucht.

Schon Mohr hat gezeigt, daß die Spannungsverteilung im Auslaufpunkt einer Gleitfläche durch die Neigung der Gleitfläche im betreffenden Punkt eindeutig festliegt¹⁵⁾. Das gilt auch bei vorhandener Gleitfestigkeit k , wie ich vor einiger Zeit an dem Sonderfall lotrecht beginnender Gleitfläche ge-

zeigt habe¹⁶⁾. Es sei jetzt in ähnlicher Weise der allgemeinste Fall behandelt.

Wir betrachten in Abb. 23b ein kurzes, genügend genau als eben anzusehendes Stück der oberen Gleitflächenausmündung. Es handelt sich dabei um den unteren Grenzzustand des Gleichgewichts (aktiver Erddruck). A_1B sei die unter dem Winkel ω zur Lotrechten geneigte Gleitfläche und A_2B eine Fläche, die nur um den sehr kleinen Winkel $d\omega$ von der Gleitfläche abweicht. Die Normalkräfte auf die betrachteten Flächen seien mit N und die nur von der Reibung herrührenden Schub-

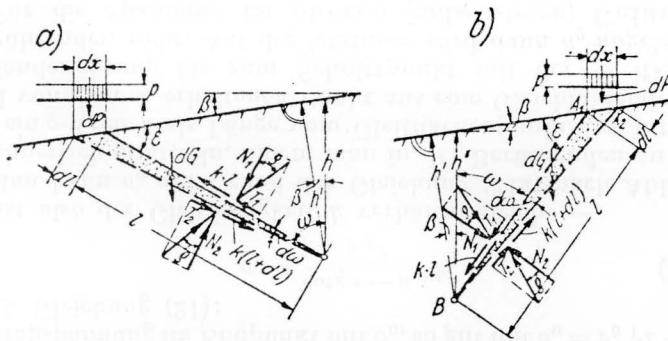


Abb. 23. Unterer und oberer Auslauf der Gleitfläche.

kräfte mit T bezeichnet. Das unter β geneigte Gelände trage die Auflast p (auf die waagerechte Ebene bezogen). Für die Richtung der Gleitflächen-Normalkraft N_1 hat man die Gleichgewichtsbedingung:

$N_1 - N_2 \cos d\omega + T_2 \sin d\omega + k(l + dl) \sin d\omega + (dG + dP) \sin \omega = 0$
oder nach Streichung von Gliedern zweiter und höherer Kleinheitsordnung:

$$N_1 - N_2 + T_2 \cdot d\omega + kl \cdot d\omega + (dG + dP) \sin \omega = 0.$$

Ebenso erhält man als Gleichgewichtsbedingung in Richtung T_1 :

$$T_1 - T_2 - N_2 \cdot d\omega - k \cdot dl + (dG + dP) \cos \omega = 0.$$

¹⁵⁾ Mohr: Zur Theorie des Erddruckes. Zeitschr. d. Arch.- u. Ing.-Vereins zu Hannover 18 (1872), S. 68 und 69.

¹⁶⁾ Bautechnik 16 (1938), S. 760 und 761.

Aus Abb. 23b ist abzulesen:

$$dl = l \cdot d\omega \cdot \cotg \varepsilon \text{ und } dx = \frac{l \cdot d\omega \cdot \cos \beta}{\sin \varepsilon} = \frac{l^2 \cdot d\omega \cdot \cos \beta}{h'} = \frac{l^2 \cdot d\omega}{h''},$$

womit folgt:

$$dP = p \cdot dx = p \cdot \frac{l^2 \cdot d\omega}{h''} = \frac{2p}{h''} \cdot \frac{l^2 \cdot d\omega}{2}; \quad dG = \gamma \cdot \frac{l^2 \cdot d\omega}{2};$$

$$dG + dP = \left(\gamma + \frac{2p}{h''} \right) \cdot \frac{l^2 \cdot d\omega}{2} = \gamma' \cdot \frac{l^2 \cdot d\omega}{2}.$$

Dies in die obigen Gleichungen eingesetzt, ergibt:

$$N_1 - N_2 + T_2 \cdot d\omega + k \cdot l \cdot d\omega + \gamma' \cdot \frac{l^2 \cdot d\omega}{2} \sin \omega = 0$$

$$T_1 - T_2 - N_2 \cdot d\omega - k \cotg \varepsilon \cdot l \cdot d\omega + \gamma' \cdot \frac{l^2 \cdot d\omega}{2} \cos \omega = 0$$

Nimmt man noch die beiden Bedingungen

$$\mu = \frac{T_1}{N_1} = \frac{T_2}{N_2}$$

hinzu, so hat man vier Gleichungen, aus denen die unbekanntenen N - und T -Kräfte berechnet werden können¹⁷⁾. Man findet nach kurzer Zwischenrechnung, wenn man für γ' wieder den ursprünglichen Ausdruck $\gamma + \frac{2p}{h''}$ einsetzt:

$$(1 + \mu^2) \cdot N_1 = (\cos \omega - \mu \sin \omega) \left[\gamma \frac{l^2}{2} + pl \frac{l}{h''} \right] - kl (\cotg \varepsilon + \mu).$$

Denkt man sich jetzt l veränderlich, so kann man die Normalspannung v in der Gleitfläche aus der Beziehung $v = \frac{dN_1}{dl}$ berechnen. Man findet, wenn man noch

$$l \cdot \cos \omega = h \text{ und } \frac{h}{h''} = \frac{l \cos \omega \cdot \cos \beta}{l \cos (\omega + \beta)} = \frac{1}{1 - \tg \omega \cdot \tg \beta}$$

einsetzt:

$$v = \frac{1 - \mu \tg \omega}{1 + \mu^2} \left(\gamma h + \frac{p}{1 - \tg \omega \cdot \tg \beta} \right) - \frac{\cotg \varepsilon + \mu}{1 + \mu^2} \cdot k.$$

In derselben Weise kann man auch für den unteren Auslauf der Gleitfläche (Erddruck) vorgehen (Abb. 23a). Man erhält dann die beiden Gleichungen:

¹⁷⁾ $T_2 : N_2$ ist — streng genommen — ein wenig kleiner als μ , weil die Fläche A_2B in Abb. 22 nicht mehr als Gleitfläche betrachtet werden darf. Der Unterschied ist jedoch von der zweiten Kleinheitsordnung und daher zu vernachlässigen.

$$N_1 - N_2 - T_2 \cdot d\omega - kl \cdot d\omega + \gamma' \cdot \frac{l^2 d\omega}{2} \sin \omega = 0,$$

$$T_1 - T_2 + N_2 \cdot d\omega - k \cdot l \cotg \varepsilon \cdot d\omega - \gamma' \cdot \frac{l^2 d\omega}{2} \cos \omega = 0,$$

aus denen folgt:

$$(1 + \mu^2) N_1 = (\cos \omega + \mu \sin \omega) \left[\gamma \frac{l^2}{2} + pl \frac{l}{h'} \right] + kl (\cotg \varepsilon - \mu)$$

und durch Differenzieren nach l :

$$v = \frac{1 + \mu \operatorname{tg} \omega}{1 + \mu^2} \left(\gamma h + \frac{p}{1 + \operatorname{tg} \omega \operatorname{tg} \beta} \right) + \frac{\cotg \varepsilon - \mu}{1 + \mu^2} \cdot k.$$

Allgemein kann man demnach für den Druckverlauf in den Endpunkten der Gleitfläche anschreiben:

$$v = \frac{1 \mp \mu \operatorname{tg} \omega}{1 + \mu^2} \left(\gamma h + \frac{p}{1 \mp \operatorname{tg} \omega \operatorname{tg} \beta} \right) \mp \frac{\cotg \varepsilon \pm \mu}{1 + \mu^2} \cdot k, \quad (21)$$

wobei das obere Vorzeichen für die obere Ausmündung (F_a) und das untere Vorzeichen für den unteren Auslauf (E_p) gilt¹⁸⁾.

Für den unteren Endpunkt der Gleitfläche wird fast immer ohne Auflast zu rechnen sein ($p = 0$). Bezeichnet man die Schrägspannung im Endpunkt mit σ_0 , so gilt mit $\sigma_0 = v_0 \sqrt{1 + \mu^2}$ nach Gleichung (21):

$$\sigma_0 = \frac{\cotg \varepsilon - \mu}{\sqrt{1 + \mu^2}} \cdot k. \quad (21a)$$

σ_0 ist also der Gleitfestigkeit k verhältnismäßig. —

Man kann σ_0 auf Grund der Gleichung (21a) nach Abb. 24 zeichnerisch ermitteln, indem man in der Berührenden an den $R \cdot \sin \varrho$ -Kreis k als Länge vom Gleitflächenpunkt aus anträgt und von dem so erhaltenen Punkt aus eine Gleichlaufende zur Geländerichtung bis zum Schnittpunkt mit der Gleitkreis-Berührenden zieht. Auf der letzteren wird dann σ_0 abgelesen.

Für die Spannung im oberen (unbelasteten) Gelände- punkt der Gleitfläche liefert Gleichung (21):

$$v_0 = - \frac{\cotg \varepsilon + \mu}{1 + \mu^2} \cdot k,$$

¹⁸⁾ Im besonderen findet man für waagrechtes Gelände ($\beta = 0$) und eine Gleitflächenneigung gegen die Lotrechte von $\omega = \frac{\pi}{4} \mp \frac{\varrho}{2}$ mit

$$\operatorname{tg} \omega = \sqrt{1 + \mu^2} \mp \mu: \quad v = \left(1 \mp \frac{\mu}{\sqrt{1 + \mu^2}} \right) (\gamma h + p) \mp \frac{k}{\sqrt{1 + \mu^2}},$$

was mit der für Gleitfestigkeit erweiterten Rankineschen Erddrucktheorie auch erhalten wird, wie leicht nachzuweisen ist (vgl. Aufsatz des Verfassers in Bautechnik 16 (1938), S. 157 und 759).

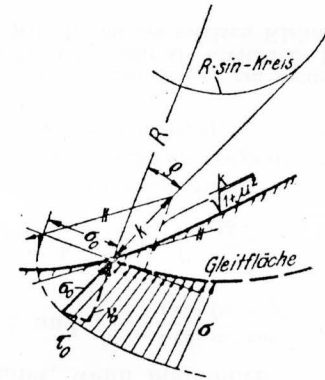


Abb. 24. Ermittlung von σ_0 (unterer Auslaufpunkt).

also eine der Gleitfestigkeit verhältnismäßige Zugspannung (Abb. 25). Es kann sein, daß die Zugspannungen in einigen Fällen auch von der bindigen Erde aufgenommen werden, oft werden sie wegen Bildung von Trockenrissen oder auch infolge Aufweichung der obersten Geländeschicht bei regnerischem Wetter nur teilweise oder auch gar nicht aufgenommen. — Wahrscheinlich wird eine Rißbildung auch durch die Bewegung des Rutschkörpers bei beginnendem Abgleiten infolge nicht gänzlich kreisrunder Form der Gleitfläche begünstigt. Wäre die wirkliche Gleitfläche — wie bei der Berechnung vorausgesetzt — genau kreisförmig, so könnte eine fortschreitende Bewegung ohne zusätzliche Hemmungen vor sich gehen, ins-

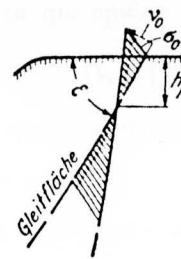


Abb. 25.

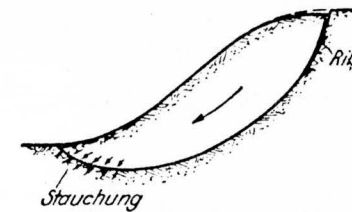


Abb. 26.

besondere wäre während der Gleitbewegung eine Berührung der Erdschichten längs der Gleitfläche dauernd sichergestellt. Sowohl theoretische Überlegungen als auch Beobachtungen in der Natur deuten aber darauf hin, daß die Gleitfläche in ihrem mittleren Teil wahrscheinlich weniger stark gekrümmt ist als in ihrem oberen Teil, wodurch bei fortschreitender Bewegung im oberen Teil der Gleitfläche ein Riß entstehen kann (s. Abb. 26). Außerdem ist zu bedenken, daß einem Abgleiten des Erdkörpers gewisse Formänderungen vorangehen. Im unteren Teil, wo der Erdwiderstand geweckt werden muß, treten zusätzliche Druckspannungen und als Folge davon Zusammendrückungen der Erde auf, im oberen Teil — wie oben nachgewiesen wurde — Zugspannungen und damit Ausdehnungen der Erde. Die entsprechenden Formänderungen sind jedoch für Druckspannungen fast immer viel größer als für Zugspannungen. Es kann daher sein, daß die Zugspannungen schon überschritten sind, bevor noch der Erdwiderstand im unteren Teil der Böschung in voller Größe vorhanden ist.

Es läßt sich demnach für die (wenigstens teilweise) Nichtaufnahme bzw. Überwindung von Zugspannungen mancherlei ins Feld führen, und es erscheint deshalb aus Sicherheitsgründen angebracht, mit dem Vorhandensein von Rissen zu rechnen, obgleich — wie gesagt — nicht unbedingt feststeht, daß Risse auftreten müssen. Um uns die verschiedenen Möglichkeiten einmal anschaulich vor Augen zu führen, sind in Abb. 27 vier verschiedene Fälle skizziert, wobei es sich in Abb. 27a und d um Grenzfälle handelt, zwischen denen das wirkliche Verhalten einer rutschenden Böschung liegen wird.

Im günstigsten Falle nach Abb. 27a (s. a. Abb. 25) werden sämtliche Zugspannungen von der bindigen Erde voll aufgenommen. Es ist lehrreich, diesen Zustand für den Sonderfall waagerechter Geländeoberfläche und Erddruckrichtung (Rankine) einmal etwas näher zu betrachten (Abb. 28). Wie schon in Fußnote 17 bemerkt wurde, erhält man für den Spannungsverlauf in der Gleitfläche aus Gleichung (21):

$$v = -\frac{k}{\sqrt{1+\mu^2}} + \left(1 - \frac{\mu}{\sqrt{1+\mu^2}}\right) \gamma h.$$

Hiernach ist $v = 0$ vorhanden für

$$h_{K''} = \frac{k}{\gamma} \cdot \frac{1}{\sqrt{1+\mu^2}-\mu} = \sqrt{n_0} \cdot \frac{k}{\gamma}, \quad (22a)$$

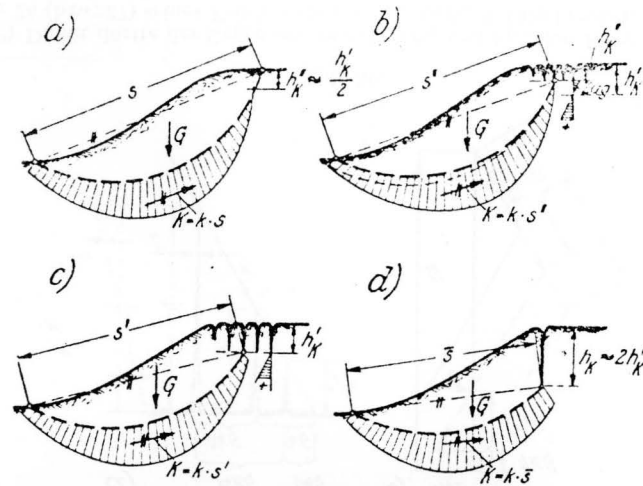


Abb. 27. Der Einfluß verschieden tiefer Oberflächenrisse auf Gleitflächenbildung und Druckverteilung.

wenn nach dem Aufsatz des Verfassers über Erddrucktheorie gesetzt wird¹⁹⁾:

$$\sqrt{n_0} = \sqrt{1+\mu^2} + \mu = \frac{1}{\sqrt{1+\mu^2}-\mu} = \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\rho}{2}\right).$$

In der erwähnten Arbeit ist für den betrachteten Fall als Druckverteilung für die lotrechte Fläche berechnet²⁰⁾:

$$v_a = -\frac{2}{\sqrt{n_0}} \cdot k + \frac{\gamma h}{n_0},$$

woraus man $v_a = 0$ erhält für

$$h_{K'} = 2 \sqrt{n_0} \cdot \frac{k}{\gamma}. \quad (22b)$$

Der Nullpunkt für die Spannungslinie der lotrechten Fläche liegt demnach doppelt so tief als der Nullpunkt für die Spannungslinie der Gleitfläche. Man überzeugt sich übrigens leicht, daß für die in Abb. 28 angegebenen Kräfte und Momente, die

¹⁹⁾ Bautechnik 16 (1938), S. 155.

²⁰⁾ Bautechnik 16 (1938), S. 159.

aus den bisherigen Formeln folgen, tatsächlich Gleichgewicht besteht²¹⁾. — Für die Höhe h_K , bis zu der die Erde frei steht, wenn man sie lotrecht absticht, gilt für unseren Sonderfall nach Abb. 29:

$$\frac{G}{2} \left(= \frac{1}{2} \cdot \frac{\gamma h_K^2}{2\sqrt{n_0}} \right) = k \cdot h_K,$$

oder:

$$h_K = 4 \sqrt{n_0} \cdot \frac{k}{\gamma}. \tag{22c}$$

Dieses Ergebnis haben auch Krey (für $\mu = 0$) und Fellenius erhalten²²⁾. h_K ist hiernach (bei waagerechtem Gelände) doppelt

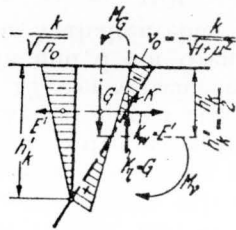


Abb. 28.

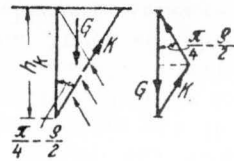


Abb. 29.

²¹⁾ Für den Erdzug hat man:

$$E' = - \frac{2k}{\sqrt{n_0}} \cdot \frac{h_K'}{2} = - \frac{k \cdot h_K'}{\sqrt{n_0}}$$

und für das Erdgewicht:

$$G = \gamma \frac{h_K'^2}{2} \cdot \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varrho}{2} \right) = \frac{\gamma h_K'^2}{2\sqrt{n_0}}$$

In der Gleitfläche wirkt nur die Gleitfestigkeitskraft K , da die Reibungskräfte aus den Zug- und Druckspannungen sich gegenseitig aufheben. Für die lotrechte und waagerechte Teilkraft von K kann man aus Abb. 28 ablesen:

$$K_I = k \cdot h_K' \quad \text{und} \quad K_{II} = k \cdot h_K' \cdot \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varrho}{2} \right) = \frac{k h_K'}{\sqrt{n_0}}$$

Die waagerechten Kräfte K_{II} und E' heben sich also gegenseitig auf. Dasselbe gilt von den lotrechten Kräften G und K_I , denn man kann unter Einsetzung von h_K' nach Gleichung (20b) anschreiben:

$$G = \frac{\gamma h_K'}{2\sqrt{n_0}} \cdot h_K' = \frac{\gamma h_K'}{2\sqrt{n_0}} \cdot 2\sqrt{n_0} \frac{k}{\gamma} = k \cdot h_K'.$$

In ähnlicher Weise kann man auch nachweisen: $M_v = M_G$.

²²⁾ Krey, Erddruck, Erdwiderstand, 3. Aufl., Berlin 1926, S. 146, 5. Aufl., Berlin 1936, S. 178. Fellenius, Erdstatische Berechnungen, Berlin 1927, S. 20.

so groß als $h_{K'}$ und viermal so groß als $h_{K''}$. Höher als h_K kann eine lotrechte Erdwand nicht frei stehen. Es wird sogar oft schon für $h < h_K$ ein Abgleiten erfolgen; denn die Gleichung (22c) setzt nach Abb. 29 voraus, daß sich die Gleitfläche bis zur Oberfläche hin fortsetzt, damit K voll zur Wirkung kommt, was jedoch nur möglich ist, wenn die bei der Aufnahme von K entstehenden Zugspannungen von der Erde voll aufgenommen werden. Sind also Risse oder schwache Stellen in der Oberfläche vorhanden, so ist die freistehende Höhe kleiner als h_K . Im Grenzfall, bei dem der Erdkörper oberhalb $h_{K'}$ hinreichend eng von (lotrechten) Rissen durchzogen ist, werden keine Zugspannungen aufgenommen. Die einzelnen lotrechten Erdstreifen für $h \leq h_{K'}$ (zwischen den Rissen) wirken dann als Belastung der Erde unterhalb $h_{K'}$ ($p = \gamma \cdot h_{K'}$) und $h_{K'}$ ist in diesem Fall die größte freistehende Höhe. Je nach der Aufnahmefähigkeit der Erde für Zugspannungen liegt demnach die größte freistehende Höhe eines lotrechten Erdsprunges zwischen $h_{K'}$ und h_K . Garantieren läßt sich von vornherein nur $h_{K'} \approx \frac{h_K}{2}$ ²³⁾.

Wir wollen jetzt sehen, welche von den in Abb. 27 gezeigten Möglichkeiten des Abgleitens einer Böschung am ungünstigsten ist. In Abb. 30b sind die sich für die Höhe h_K ergebenden

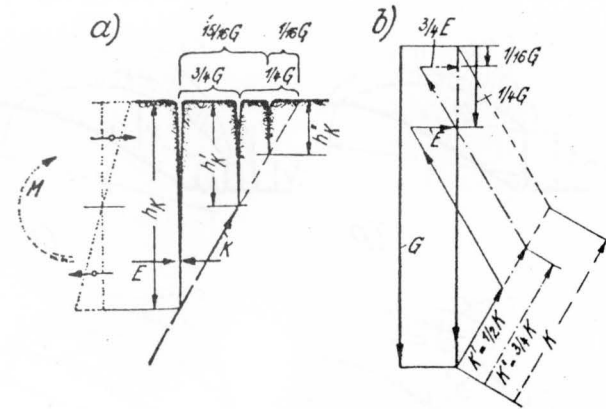


Abb. 30.

²³⁾ Damit dürfte der Gegensatz zwischen h_K und $h_{K'}$, den Krey in Fußnote 28 (bzw. 27) seines Erddruckbuches (3. Aufl., S. 147) berührt, einigermaßen geklärt sein.

Kraftecke für die betrachteten Fälle a) bis d) ineinander gezeichnet [volle Linien für den Fall c), strichpunktiert für Fall b), gestrichelt für Fall a) und d)]. Durch den Vergleich der erhaltenen Erddrücke sieht man, daß der Fall c) am ungünstigsten ist. Nur wenig günstiger ist Fall b) mit $E_b \approx 0,75 E_c$. Für die Fälle a) und d) ergibt sich der Erddruck für h_K zu Null, sie sind also wesentlich günstiger als b) und c). Der Fall a) unterscheidet sich von Fall d) durch ein ungünstig wirkendes Moment (in Abb. 30a punktiert angedeutet):

$$M = \frac{kh_K'}{1+n_0} \cdot \frac{4}{3} h_K' = \frac{1}{3} \frac{k}{1+n_0} \cdot h_K^2$$

(vgl. Abb. 28), das jedoch meist nur geringen Einfluß hat. Denn denken wir uns die Gleitfestigkeit auf dem Abschnitt h_K um k' vergrößert, um dadurch M auszugleichen, so gilt:

$$k' \cdot h_K | 1+n_0 \cdot R = M = \frac{1}{3} \frac{k}{1+n_0} \cdot h_K^2 \text{ oder } \frac{k'}{k} = \frac{1}{3 | n_0 (1+n_0)} \cdot \frac{h_K}{R},$$

z. B. für

$$\mu = 0,10 \div 0,20 \quad (n_0 \approx 1,22 \div 1,49): \frac{k'}{k} \approx (0,20 \div 0,17) \frac{h_K}{R}.$$

Solange demnach h_K erheblich kleiner als R ist, ist der Einfluß von M unbedeutend. Erst für $k' \approx \frac{1}{4} k$ ist nach Abb. 30 der Fall a) etwa dem Fall b) gleichwertig; das wäre mit den obigen Zahlen für $h_K \approx (1,2 \div 1,5) R$, was praktisch nicht vorkommt.

Wir kommen damit zu dem Schluß, daß die Grenzfälle nach Abb. 27a) und d) für die Berechnung der Sicherheit gegen Rutschgefahr nicht in Frage kommen, weil die Fälle b) und c) ungünstiger sind und mit dem Übertragen von Zugspannungen nicht mit Sicherheit gerechnet werden kann. Im Falle d) werden auf den Rutschkörper zwar auch keine Zugspannungen übertragen, jedoch scheidet dieser Fall m. E. schon wegen widersprechender Annahmen von vornherein aus, denn einerseits wird die Bildung eines tiefen Risses angenommen, andererseits aber vorausgesetzt, daß in dem stehenbleibenden lotrechten Erdbereich die Zugspannungen voll aufgenommen werden. Da sich die Fälle b) und c) in ihrer statischen Auswirkung nur wenig unterscheiden, können wir für die Berechnung den einfachsten auswählen: den Fall nach Abb. 27b²⁴⁾.

²⁴⁾ Hierbei wirken in der Gleitfläche selbst keine Zugspannungen; in den lotrechten Flächen wird die Aufnahme geringer Zugspannungen in der Tiefe $h_K'' < h < h_K'$ vorausgesetzt, was zulässig erscheint, weil diese Zugspannungen nicht unmittelbar in der obersten Erdschicht wirken.

Wir nehmen also an, daß die Verteilung der Schrägspannungen σ längs der Gleitfläche die in Abb. 27b gezeichnete Form hat, die man sich aus einem Dreieck und einer (allgemeinen) Parabel zusammengesetzt denken kann, wobei der Nullpunkt der Gleitflächenspannungen ($\sigma = 0$) in der Tiefe h_K'' unter der Oberfläche liegt. Für waagerechtes Gelände und eine Gleitflächenneigung von $\frac{\pi}{4} - \frac{\rho}{2}$ gegen die Lotrechte ist h_K'' bereits durch Gleichung (22a) gegeben. Allgemein gilt nach Gleichung (21), wenn an Stelle von p der Wert $p + \gamma h_K''$ gesetzt wird:

$$h_K'' = (\cotg \varepsilon + \mu) \frac{1 - \tg \beta \tg \omega}{1 - \mu \tg \omega} \cdot \frac{k}{\gamma} - \frac{p}{\gamma}, \quad (23a)$$

wobei ω und ε für die Tiefe h_K'' einzusetzen sind (Abb. 31a). Gleichung (23a) läßt sich noch vereinfachen, wenn man einsetzt:

$$\cotg \varepsilon = \tg (\beta + \omega) = \frac{\tg \beta + \tg \omega}{1 - \tg \beta \tg \omega}.$$

Man erhält dann mit $h_0 = \frac{p}{\gamma}$ (Ersatz der Auflast durch eine gewichtsgleiche Erdschicht):

$$h_0 + h_K'' = [\tg (\omega + \rho) + \tg \beta] \cdot \frac{k}{\gamma}. \quad (23b)$$

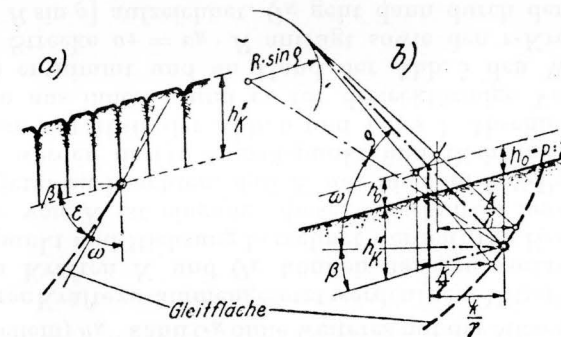


Abb. 31. Zeichnerische Ermittlung von h_K'' .

Nach dieser Gleichung läßt sich h_K'' in einfacher Weise zeichnerisch ermitteln, wie es in Abb. 31b gezeigt ist: Man zieht (in der Nähe des Gleitflächenpunktes P , der der Tiefe h_K'' entspricht) von einigen Punkten $P_1, P_2 \dots$ des Gleitkreises aus

Berührende an den $R \cdot \sin \varrho$ -Kreis. Durch die Kreispunkte zieht man waagerechte Linien und trägt auf jeder (in Richtung des Gleitkörpers) den Wert $k : \gamma$ im Längenmaßstab ab. Durch die so erhaltenen Endpunkte der waagerechten Strecken zieht man Lotrechte bis zum Schnitt mit den entsprechenden Berührenden an den $R \cdot \sin \varrho$ -Kreis. Die Verbindungslinie dieser Schnittpunkte legt im Schnitt mit der Böschungslinie (bzw. bei Auflast mit der um $h_0 = \frac{p}{\gamma}$ erhöhten Böschungslinie) die Berührende fest, deren Schnitt mit dem Gleitkreis den gesuchten Punkt P liefert. — Zum Beweis braucht man nur durch P eine Gleichlaufende zur Böschungslinie zu ziehen. Man kann dann unmittelbar die Gleichung (23b) ablesen.

Zu Beginn der Berechnung sind die für Gleichgewicht erforderlichen Werte von μ und k noch nicht bekannt. Infolgedessen läßt sich h_K'' nicht von vornherein berechnen. Man kann nur schrittweise vorgehen, indem man die Berechnung zunächst mit einem geschätzten h_K'' -Wert durchführt und mit Hilfe der dadurch erhaltenen Näherungswerte für μ und k ein genaueres h_K'' ermittelt usw. Am besten führt man zunächst eine Näherungsberechnung nach Krey durch (siehe anfangs dieses Abschnittes) und nimmt dann h_K'' ein wenig größer an, als es den erhaltenen Werten μ und k entspricht. Das so gefundene h_K'' wird sich meistens schon genügend genau als endgültig richtig herausstellen.

Mit Hilfe der vorstehenden Ergebnisse (Gleichungen 21 und 23), deren Veranschaulichung durch Abb. 27b erfolgt ist (σ_0 und h_K''), ist man in der Lage, den Einfluß der Festigkeit weitgehend genau zu berücksichtigen. Zunächst werden durch das Einsetzen von h_K'' dem Erdreich keine (oder nur geringe) Zugspannungen zugemutet, deren Aufnahme wegen der Witterungseinflüsse an der Oberfläche in der Tat auch vielfach nicht gewährleistet ist. Durch h_K'' ist auch der für v_R einzusetzende α -Wert gegeben (α'' in Abb. 32a). Mit Hilfe von σ_0 kann man den anzunehmenden Φ -Wert für die Ersatzfunktion in vielen Fällen genügend genau abschätzen, indem man setzt (vgl. mit Abb. 9): $\sigma_2 \approx \sigma_0$ und $\sigma_1 \approx \gamma \cdot h_m$, wenn h_m die Rutschkörperordinate für $\varphi = \frac{\alpha''}{2}$ bedeutet. Genauer kann man wie folgt vorgehen, wobei man entweder k_{erf} für ein angenommenes μ oder μ_{erf} für ein angenommenes k ermittelt. Im ersteren Falle (Annahme von μ) ist folgendes zu beachten:

Der Einfluß der Gleitfestigkeit besteht — wie aus den vorhergehenden Darlegungen zu entnehmen ist — aus drei Kräften: der eigentlichen Gleitfestigkeitskraft K , der Kraft Q_K aus dreieckförmig verteilten Schrägspannungen σ und dem (negativ einzusetzenden) Eigengewicht G_K des Rutschkörperteiles, der sich hinter der h_K'' -Lotrechten befindet und deshalb von der G -Wirkung wieder abziehen ist (vgl. Abb. 32a). — Bei gegebenem (bzw. angenommenem) h_K'' kann G_K ohne weiteres mit der Mittelkraft \bar{M} der äußeren Kräfte zusammengesetzt werden (neue Mittelkraft \bar{M}). Von den Kräften K und Q_K können dagegen vorläufig nur Angriffspunkt und Richtung berechnet werden: Die Ermittlung der Lage von K ist eingangs dieses Abschnittes beschrieben (nur ist jetzt zu beachten, daß K nur bis zum h_K'' -Punkt genommen werden darf); Angriffspunkt und Richtung von Q_K findet man mit Hilfe der Abb. 6 und 7 des 1. Abschnittes, indem man aus ihnen ε und v_R für dreieckförmige Verteilung ($\alpha = \alpha''$) entnimmt und an Hand der Abb. 5 den Winkel ε und die Strecke $a_T = v_R \cdot R$ anträgt sowie den r -Kreis [$r = (1 + v_R) R \sin \varrho$] aufzeichnet. Q_K geht dann durch den Punkt S_K und berührt den r -Kreis. Die Kräfte Q_K und K sind bei gleichbleibendem h_K'' der Gleitfestigkeit k verhältnismäßig (vgl. Gleichungen 9a, 21a, 20), so daß es zur Ermittlung der für das Krafteck benötigten Richtung der Mittelkraft \bar{K} aus K und Q_K genügt, die Größe von K und Q_K für $k = 1,0$ (bzw. 10,0 oder 100,0) zu berechnen. Formel (9a) liefert für Q_K :

$$Q_{K1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma_0 \cdot B}{1 + v_R},$$

wobei σ_0 nach Abb. 24 oder Gleichung (21a) für $k = 1,0$ zu ermitteln ist. Für K hat man nach Gleichung (20):

$$K_1 = 1,0 \cdot S'',$$

wenn S'' die Sehne für den wirksamen Teil des Gleitkreises (bis zum h_K'' -Punkt) bedeutet. Die Kräfte Q_{K1} und K_1 kann man im Krafteck und im Querschnittsbild der Böschung eintragen und erhält dadurch die Wirkungslinie der Kraft \bar{K} . Man braucht dann nur noch \bar{K} mit der Mittelkraft \bar{M} aus M und G_K zum Schnitt zu bringen, um einen Punkt S zu erhalten, durch den die letzte, noch unbekannte Kraft Q_0 gehen muß. Da Q_0 außerdem den r -Kreis berühren muß (wobei r jetzt mit dem v_R für parabelförmige Verteilung berechnet wird), so ist damit auch deren Richtung gefunden, so daß im Krafteck die Größe von \bar{K} und Q_0 ermittelt werden kann. Für die bei

von T_0 — als Berührende an den $R(1 + v_R)$ -Kreis — gegeben. T muß nun durch den Schnittpunkt von T_K und T_0 gehen, wodurch nachgeprüft werden kann, ob das v_R für den ersten Schritt der Berechnung richtig angenommen war. Bei einiger Übung wird dies fast immer der Fall sein; wenn nicht, erfordert die genauere Ermittlung von T und N bzw. μ_{erf} nur wenig Zeit. Schließlich muß auch noch die Annahme von h_K'' nachgeprüft werden, was am besten schon nach dem ersten Schritt der Berechnung geschieht.

Die gezeigten Berechnungsverfahren für die Berücksichtigung der Gleitfestigkeit mögen etwas umständlich erscheinen (obgleich sie einfacher sind, als die umständliche Beschreibung vermuten läßt). Es ist jedoch zu bedenken, daß die Ungenauigkeit der bisher bekannten Verfahren, die die Nichtaufnahme der Zugspannungen meistens nicht berücksichtigen und deshalb zu günstig sind, vermieden ist. — Für praktische Fälle genügt es meistens, k_{erf} für $\mu = 0$ zu ermitteln, worauf im nächsten Abschnitt näher eingegangen ist. Dadurch ergibt sich eine erhebliche Vereinfachung der Berechnung.

4. Die Sicherheit gegen Rutschgefahr

Für Erde, deren Gleitwiderstand verhältnismäßig mit der Belastung anwächst, hat man in dem Verhältnis des vorhandenen (durch Versuche ermittelten) und des erforderlichen (durch die statische Berechnung gefundenen) Reibungsbeiwertes (Abb.33a) einen einwandfreien Maßstab für die Sicherheit η gegen die Gefahr des Abgleitens längs der ungünstigsten Gleitfläche:

$$\eta = \frac{\mu_{\text{vorh}}}{\mu_{\text{erf}}} \quad (24)$$

Es ist noch vielfach üblich, die Sicherheit durch

$$\eta_E = \frac{E_{p_{\text{vorh}}}}{E_{a_{\text{vorh}}}}$$

anzugeben, wobei $E_{p_{\text{vorh}}}$ und $E_{a_{\text{vorh}}}$ den wirklich vorhandenen Erdwiderstand und Erddruck bedeuten. Für kurvenförmige Gleitflächen legt man z. B. unter der Neigung μ_{vorh} eine Berührende an die Gleitkurve und berechnet E_p und E_a für die Lot-

rechte durch den Berührungspunkt B (Abb. 33b), und zwar deshalb, weil die Schrägspannungen σ (längs der Gleitfläche) oberhalb von B zur Vergrößerung von E_a und unterhalb von B zur Vergrößerung von E_p beitragen, die Lotrechte durch B also die aktiven (schiebenden) und passiven (widerstehenden) Teile des Rutschkörpers voneinander trennt²⁵⁾.

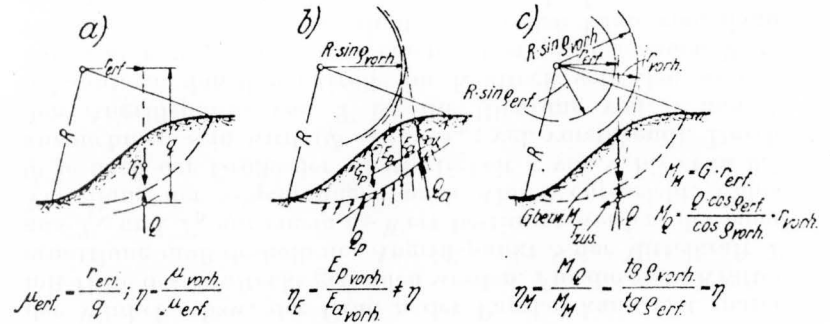


Abb. 33. Verschiedene Ansätze für die Sicherheitszahl η .

Es besteht leider zwischen η und η_E keine eindeutige Abhängigkeit in der Weise, daß einem bestimmten η -Wert immer derselbe η_E -Wert zugeordnet ist; man kann daher mit η_E keine eindeutige Vorstellung der vorhandenen Sicherheit verbinden. Denn daß die Verwendung von η einwandfrei ist, erkennt man sofort, wenn man die angegebenen μ -Werte noch mit dem mittleren Wert v_m des Normaldruckes r längs der Gleitfläche vervielfacht. Man hat dann:

$$\eta = \frac{\mu_{\text{vorh}} \cdot v_m}{\mu_{\text{erf}} \cdot v_m} = \frac{\tau_{m_{\text{vorh}}}}{\tau_{m_{\text{erf}}}} \quad (24a)$$

Durch η wird also die im Bruchfalle vorhandene mittlere Schubspannung $\tau_{m_{\text{vorh}}}$ der für Gleichgewicht gerade erforderlichen mittleren Schubspannung $\tau_{m_{\text{erf}}}$ gegenübergestellt, was der auch sonst im Bauwesen üblichen Sicherheitsangabe entspricht (z. B. $\eta = \sigma_{\text{Bruch}} : \sigma_{\text{zul}}$). Man sollte deshalb die Rutsch-

²⁵⁾ Vgl. W. Fellenius in Tekn. Tidskrift (Stockholm) 1919, V. o. V. Heft 1. M. Möller, Erddrucktabellen, Lieferung 2, Leipzig 1922, S. 59. In einer früheren Arbeit (Schweiz. Bauzeitg. 1937, S. 299) habe ich irrtümlicherweise angegeben, daß schon Fellenius den Sicherheitsgrad η eingeführt hätte.

sicherheit möglichst selten durch η_E angeben. Ganz wird man η_E allerdings nicht entbehren können, weil bei manchen Berechnungen die Einführung von η_E bequemer ist als die von η .

Terzaghi u. a. berechnen die Sicherheitszahl gegen Gleiten aus dem Verhältnis der dem Gleiten widerstehenden Momente M_Q (volle Widerstandskräfte längs der Gleitfläche) und der das Gleiten fördernden Momente M_M der äußeren Kräfte G , P , W usw.:

$$\eta_M = \frac{M_Q}{M_M}$$

Bei der Ermittlung von M_Q wird hierbei angenommen, daß die Normalspannungen v unverändert bestehen bleiben (gleichbleibendes N); nur die Schubspannungen τ (und damit auch die Kraft T) sind gegenüber dem Gleichgewichtszustand entsprechend den im Bruchfalle vorhandenen Werten größer angesetzt. Damit ist (vgl. auch Abb. 33c):

$$Q_{\text{vorh}} = \frac{N}{\cos \varrho_{\text{vorh}}} = \frac{Q_{\text{erf}} \cdot \cos \varrho_{\text{erf}}}{\cos \varrho_{\text{vorh}}}$$

und weiter:

$$\begin{aligned} \eta_M &= \frac{M_Q}{M_M} = \frac{Q_{\text{vorh}} \cdot r_{\text{vorh}}}{Q_{\text{erf}} \cdot r_{\text{erf}}} = \frac{Q_{\text{erf}} \cdot \cos \varrho_{\text{erf}}}{Q_{\text{erf}} \cdot \cos \varrho_{\text{vorh}}} \cdot \frac{R \sin \varrho_{\text{vorh}} (1 + v_R)}{R \sin \varrho_{\text{erf}} (1 + v_R)} \\ &= \frac{\cos \varrho_{\text{erf}} \cdot \sin \varrho_{\text{vorh}}}{\cos \varrho_{\text{vorh}} \cdot \sin \varrho_{\text{erf}}} = \frac{\text{tg } \varrho_{\text{vorh}}}{\text{tg } \varrho_{\text{erf}}} = \frac{\mu_{\text{vorh}}}{\mu_{\text{erf}}} = \eta, \end{aligned}$$

d. h. durch das Verhältnis der widerstehenden zu den vorhandenen Momenten erhält man dieselbe Sicherheitszahl η wie aus dem Verhältnis der Reibungsbeiwerte μ .

Bei vorhandener Festigkeit k wird man die Sicherheit analog der Formel (24a) durch

$$\eta = \frac{\tau_{m_{\text{vorh}}}}{\tau_{m_{\text{erf}}}} = \frac{k_{\text{vorh}} + \mu_{\text{vorh}} \cdot v_m}{k_{\text{erf}} + \mu_{\text{erf}} \cdot v_m} \quad (25)$$

angeben. Der Mittelwert v_m für die v -Spannungen längs der Gleitfläche wird am einfachsten dadurch erhalten, daß μ_{erf} für einige angenommene k -Werte berechnet wird (oder auch umgekehrt) und die erhaltenen τ_{erf} -Linien dann in einem Schaubild aufgetragen werden (Abb. 34). Diese τ_{erf} -Linien schneiden sich annähernd alle in einem Punkte (was auch geometrisch unschwer einzusehen ist), der damit dem wirklichen $\tau_{m_{\text{erf}}}$ bzw. v_m entspricht. Wird in das Schaubild noch der vorhandene

Gleitwiderstand: $\tau = k_{\text{vorh}} + \mu_{\text{vorh}} \cdot v$ eingetragen, so lassen sich für v_m die beiden Werte τ_{vorh} und τ_{erf} abgreifen; ihr Verhältnis liefert die Sicherheitszahl η .

Die Tatsache, daß sich die τ_{erf} -Linien hinreichend genau in einem Punkte schneiden, läßt sich ausnutzen, um die Berechnung zu vereinfachen. Es genügt nämlich, μ_{erf} für $k = 0$ ($= \mu_0$) und k_{erf} für $\mu = 0$ ($= k_0$) zu ermitteln. Zunächst gilt dann:

$$k_0 = \mu_0 \cdot v_m \quad \text{oder} \quad v_m = \frac{k_0}{\mu_0}$$

und weiter für die Sicherheitszahl:

$$\eta = \frac{k_{\text{vorh}} + \mu_{\text{vorh}} \cdot \frac{k_0}{\mu_0}}{k_0} = \frac{k_{\text{vorh}}}{k_0} + \frac{\mu_{\text{vorh}}}{\mu_0} \quad (26)$$

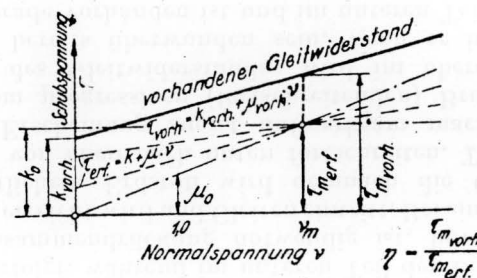


Abb. 34. Sicherheitszahl η bei vorhandener Festigkeit.

Der Einfluß der Gleitfestigkeit k auf die Sicherheit ist hiernach in einfacher Weise zu ermitteln: neben der fast immer notwendigen oder doch erwünschten Ermittlung von μ_0 ($= \mu_{\text{erf}}$ für $k = 0$) hat man die Berechnung nur noch einmal für $\mu = 0$ durchzuführen, um k_0 zu finden. Diese zweite Berechnung ist dadurch besonders einfach, daß Q durch den Kreismittelpunkt geht, so daß die im vorigen Abschnitt gezeigte Ermittlung von v_R bzw. die Einführung von Q_K bzw. T_K sich erübrigt. Es ist nur noch darauf zu achten, daß die Kraft K richtig angesetzt wird (nämlich höchstens bis zum $h_{K''}$ -Punkt reichend) und der Gleitkörper nach oben hin durch die $h_{K''}$ -Lotrechte (s. Abb. 27b und 32) begrenzt wird²⁶⁾.

²⁶⁾ Wer noch sicherer rechnen will, kann auch $h_{K'}$ an Stelle von $h_{K''}$ nehmen (Abb. 27c).

An anderer Stelle habe ich darauf hingewiesen, daß man bei Berücksichtigung der Festigkeit eine größere Sicherheit fordern sollte²⁷⁾, weil sowohl Gleitwiderstands-Untersuchungen im Versuchsraum im Verein mit gewissen Formänderungsbetrachtungen (s. nachstehend) als auch Nachrechnungen von eingetretenen Rutschungen zeigen, daß die theoretisch für alle Punkte der Gleitfläche vorausgesetzte gleichmäßige und volle Wirkung des Rutschwiderstandes für die Gleitfestigkeit k viel weniger vorhanden ist als für den Reibungsbeiwert μ . Daß k gegenüber äußeren Einflüssen (z. B. Wasseraufnahme) empfindlicher ist als μ , ist ja ohnehin bekannt. — Es seien:

$$\eta\mu = \frac{\mu_{\text{vorh}}}{\mu_{\text{erf}}} \quad \text{und} \quad \eta_K = \frac{k_{\text{vorh}}}{k_{\text{erf}}}$$

die einzelnen Sicherheitszahlen gegenüber Reibung und Gleitfestigkeit. Wird nun η_K gleich dem ψ -fachen von $\eta\mu$ gesetzt (z. B. $\psi = 1,5$), so liefert Gleichung (25) mit $\nu_m = k_o : \mu_o$ nach kurzer Zwischenrechnung:

$$\frac{\eta}{\eta\mu} = 1 + \frac{\psi - 1}{1 + \psi \cdot \frac{k_o}{k_{\text{vorh}}} \cdot \frac{\mu_{\text{vorh}}}{\mu_o}} \quad (27)$$

Nach dieser Gleichung kann die einem $\eta\mu$ -Wert gleichwertige Sicherheitszahl η für Gleichung (26) berechnet werden, wenn gegen die Überwindung der Gleitfestigkeit eine größere Sicherheit gefordert wird als gegen die Überwindung der Reibung und das Verhältnis der Sicherheitszahlen: $\psi = \eta_K : \eta\mu$ bekannt oder vorgeschrieben ist. — In einigen Fällen (z. B. bei weichen, knetbaren Erdschichten ohne größere Vorlast) scheint die Annahme $\eta_K = \eta\mu^n$ (n z. B. rd. 2,5) besser zu sein als $\eta_K = \psi \cdot \eta\mu$. Man hat dann an Stelle der Gleichung (27):

$$\eta = \frac{1 + \frac{k_o}{k_{\text{vorh}}} \cdot \frac{\mu_{\text{vorh}}}{\mu_o}}{\frac{1}{\eta_K} + \frac{1}{\eta\mu} \cdot \frac{k_o}{k_{\text{vorh}}} \cdot \frac{\mu_{\text{vorh}}}{\mu_o}} \quad (27a)$$

Den Berechnungen der Rutschsicherheit liegt die Annahme zugrunde, daß im Augenblick des Gleitens längs der ganzen Gleitfläche der volle Bruchwert des Gleitwiderstandes vorhanden ist. Diese Annahme ist in Wirklichkeit nur selten genau genug erfüllt, worauf bei der Festsetzung der zu fordernden

²⁷⁾ Schweiz. Bauzeitung 109 (1937), S. 299.

Sicherheitszahl η besonders Rücksicht zu nehmen ist. Die Ursache des Nichtzutreffens der Annahme der vollen Wirkung des Gleitwiderstandes ist das Absinken des Gleitwiderstandes nach größerem Gleitweg, was durch Versuche eindeutig nachgewiesen wurde²⁸⁾. Besonders stark ist die Herabminderung des Gleitwiderstandes bei festen Tonen, überhaupt bei Erdarten mit größerer Festigkeit, weshalb bei solchen Erdstoffen, wie schon erwähnt, eine größere Sicherheit zu fordern ist. — Die Verringerung des Gleitwiderstandes wäre für die Sicherheit gegen Rutschgefahr von weit geringerer Bedeutung, wenn das Gleiten in allen Elementen der Rutschfläche gleichzeitig einsetzen würde. Das ist aber nicht der Fall, weil dem Gleiten Formänderungen vorangehen, deren Auswirkung auf die einzelnen Bereiche der Gleitfläche ganz verschieden ist. Im vorigen Abschnitt wurde schon erwähnt, daß bei vorhandener Rutschneigung im oberen Teil der Böschung seitlich eine Entlastung auftritt, die bekanntlich nur geringe Ausdehnungen der Erde zur Folge hat, so daß dort der Bruch sehr bald erfolgt, während im unteren Teil der Böschung eine größere Zusammendrückung notwendig ist, bevor der Erdwiderstand erreicht wird und Gleiten eintritt. Bei einer Böschung mit einheitlichem Erdstoff wird demnach die Gleitflächenbildung von oben nach unten fortschreiten. Terzaghi, der auf diese Erscheinung zuerst aufmerksam machte, spricht deshalb vom progressiven (fortschreitenden) Bruch. — Der Größtwert des Gleitwiderstandes wird im oberen Teil der Gleitfläche bereits überwunden sein, wenn er im mittleren Teil erst gerade vorhanden ist und im unteren Teil noch nicht erreicht ist. Die Ausnutzung des Größtwertes des Gleitwiderstandes ist deshalb nur längs einer gewissen Strecke der Gleitlinie möglich. Wie stark sich die hierdurch eintretende Minderung der gesamten Widerstandskraft $T + K$ anteilmäßig auswirkt, läßt sich vorläufig rechnerisch nicht überschlagen. Soweit nicht eingetretene Rutschungen etwas Genaueres erbringen, ist man vorerst auf Schätzung angewiesen und hat die Sicherheitszahl entsprechend vorsichtig zu wählen.

Im übrigen wird das noch zuzulassende η auch von der Wichtigkeit des Bauwerkes bestimmt und der Gefahr für Menschenleben und Sachwerte im Falle eines Bruches. Beispielsweise braucht die Sicherheit für einen Flußdeich, bei dem

²⁸⁾ Vgl. z. B. H. Petermann in Bauing. 1933, S. 531, und B. Tiedemann in Bautechnik 1937, S. 30, und 33 oder auch M. J. Hvorslev: Über die Festigkeitseigenschaften gestörter bindiger Böden. Kopenhagen 1937.

sowieso mit der Möglichkeit einer gelegentlichen Überflutung (und evtl. Zerstörung) gerechnet wird, lange nicht so hoch zu sein wie die Sicherheit eines größeren Staudammes, bei dessen Bruch evtl. ganze Ortschaften in Gefahr kommen. In den weniger wichtigen Fällen (z. B. niedrige Dämme), bei denen man eine gelegentliche Rutschung in Kauf nehmen kann, braucht die Sicherheitszahl η nur wenig größer als 1,0 zu sein. Denn wenn eine Rutschung keine große Gefahr bildet, ist es oft unwirtschaftlich, sie unter allen Umständen vermeiden zu wollen. Z. B. kann es im Falle einer längeren Kanal-Einschnittsstrecke wegen der Einsparung an Grunderwerb wirtschaftlicher sein, eine steilere Böschung mit nur geringer Rutschsicherheit anzulegen und dann evtl. auftretende Rutschungen in Kauf zu nehmen, als die Böschung von vornherein so flach zu machen, daß mit Sicherheit keine Rutschung eintritt²⁹). Hat man aber Staudämme und andere wichtige Bauten vor sich, so muß die Sicherheitszahl η so groß gewählt werden, daß ein Bruch nach menschlichem Ermessen unter allen Umständen vermieden wird. Für größere Bauten dieser Art genügt bei überwiegendem Einfluß der Reibung im Durchschnitt $\eta = 1,3$ (bis 1,4), sofern der Baugrund oder der verwendete Erdstoff gewissenhaft untersucht wurde (insbesondere: einwandfreie Feststellung des mittleren Gleitwiderstandes) und eine gute Bauausführung gewährleistet ist. Ist der Einfluß der Festigkeit schon ebenso groß wie der der Reibung, so wird man η besser 1,5 bis 1,6 wählen. In außergewöhnlichen, unsicheren Fällen und in wichtigen Fällen mit überwiegendem Festigkeitseinfluß wird man u. U. bis 1,8 oder sogar 2,0 gehen müssen.

Im allgemeinen ist man es in der Technik ja sonst gewohnt, mit größeren Sicherheitszahlen als den hier angegebenen zu rechnen. Der Grund dafür liegt in der geringeren Unsicherheit der im Erdbau vorliegenden Kraftwirkungen; auch können die Eigenschaften der Erdstoffe (z. B. die innere Reibung) vielfach sicherer garantiert werden als sonst im Bauwesen. Denken wir z. B. an den Eisenbau, so ist bekanntlich die Streckgrenze des Baustahles großen Schwankungen unterworfen, die 30 bis 40% erreichen können. Andererseits können viele der wirkenden Kräfte, wie Nutzlasten, Winddruck usw., nur roh angenom-

²⁹) Daß bei der Böschungsbildung nicht allein statische und wirtschaftliche Gesichtspunkte maßgebend sind, sondern auch eine harmonische Landschaftsgestaltung, darf wohl als bekannt vorausgesetzt werden. Es handelt sich hier aber nur um die Erörterung der unteren Grenzwerte für die Sicherheitszahl η .

men werden, so daß eine größere Überschreitung der rechnerisch angesetzten Kräfte gelegentlich möglich ist. Im Stahlbeton- und Holzbau ist es nicht günstiger. Unter solchen Verhältnissen ist eine Sicherheitszahl von 2,0 und mehr durchaus erforderlich. Anders dagegen im Erdbau, wo die wirksamen Kräfte (Eigengewicht, Wasserdruck usw.) kaum von äußeren Einwirkungen abhängig sind und die vorhandenen Widerstände (Reibung und Festigkeit) ziemlich sicher anzugeben sind, falls Versuche durchgeführt werden. Eine Ausnahme machen nur jene Gründungskörper, bei denen Nutzlasten (z. B. bei Speichern) oder Verkehrslasten (z. B. bei Brücken) eine größere Rolle spielen. In solchen Fällen muß man auch im Grundbau mit größeren Sicherheitszahlen rechnen ($\eta \approx 2$). Im allgemeinen aber verbieten sich im Erdbau größere Sicherheitszahlen von selbst, weil dadurch unwirtschaftliche Bauten zustande kämen. Die Erfahrung zeigt auch, daß die geringeren Sicherheitszahlen des Erdbaues durchaus den größeren η -Werten des Eisen- oder Betonbaues gleichwertig sind. Die Zahl η kann eben nicht als absoluter Maßstab der Sicherheit gewertet werden, sondern ist im Grunde genommen nur ein Hilfsmittel, um die im jeweils vorliegenden Sonderfall erfahrungsgemäß vorhandenen Unsicherheiten der Kräfte und Stoffeigenschaften in angemessener Weise zu berücksichtigen.

5. Der zeitliche Verlauf einer Rutschbewegung auf kreisförmiger Gleitfläche

Das Absinken des Widerstandes in der Gleitfläche nach einer gewissen Verschiebung (Abb. 35) wird durch die Rutschungen selbst anschaulich vorgeführt. Wäre nämlich ein solches Absinken nicht vorhanden, so müßte eine Rutschung — kaum begonnen — schon sehr bald wieder zum Stillstand kommen. Bekanntlich tritt aber in den meisten Fällen ein ganz beträchtliches Abrutschen ein, was nur dadurch zu erklären ist, daß infolge der Verringerung des Gleitwiderstandes plötzlich eine Kraft zur Verhinderung des Gleitens fehlt. Als Folge dieser fehlenden Gegenwirkung kommt der Rutschkörper in immer schnellere Bewegung, bis sich schließlich das (das Rutschen

fördernde) Eigengewichtsmoment infolge der Drehung des Gleitkörpers so weit verringert hat, daß die herabgeminderten Gleitwiderstandskräfte zum Abbremsen der Bewegung ausreichen. Infolge der durch die Bewegung wachgerufenen Wucht des Rutschkörpers kommt dieser nicht schon in einer Stellung zur Ruhe, in der die noch vorhandenen Gleitwiderstandskräfte im Ruhezustand zur Aufrechterhaltung des Gleichgewichts ausreichen würden, sondern erst in einer viel flacheren Lage. Hierauf hat K. Petterson (Schweden) schon hingewiesen³⁰⁾.

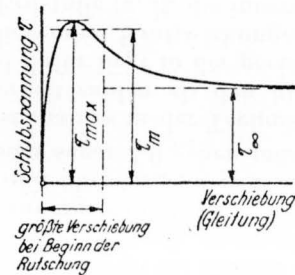


Abb. 35.

Nachstehend wird die Bewegung des Rutschkörpers rechnerisch verfolgt, um aus dem Profil nach der Rutschung die noch verbliebenen Widerstandskräfte der Gleitfläche berechnen zu können. Wie die Versuche gezeigt haben, tritt die Herabminderung des Gleitwiderstandes vom Höchstwert τ_{\max} auf den Endwert τ_{∞} (Abb. 35) schon nach einer Verschiebung von wenigen Zentimetern in nahezu voller Größe ein. Man kann deshalb von der Annahme ausgehen, daß nach Überwindung des infolge des Formänderungseinflusses nur ausnutzbaren mittleren Höchstwertes τ_m ($\tau_m < \tau_{\max}$) plötzlich nur noch der geringere Widerstand τ_{∞} vorhanden ist, daß also die Rutschbewegung sofort mit voller Beschleunigung einsetzt.

Die Bewegung des Gleitkörpers ist durch die kreisförmige Gleitbahn zwangsläufig gegeben. Ein jedes Teilchen vom Gewicht dG und der Masse

$$dm = \frac{dG}{g} \quad \text{mit} \quad g = 9,81 \text{ m/sek}^2$$

³⁰⁾ Vgl. Anwendungsbeispiel im Teil 6.

besitzt dabei die Trägheitskräfte³¹⁾: $dT' = dm \cdot \frac{dv}{dt}$ entgegengesetzt der Bewegungsrichtung und $dN' = dm \cdot \frac{v^2}{r'}$ lotrecht zur Bewegungsrichtung, vom Gleitkreismittelpunkt aus fortstrebend.

Hierin ist v die Geschwindigkeit eines Teilchens zur Zeit t nach Rutschbeginn und r' sein Abstand vom Kreismittelpunkt (Abb. 36a). Ist \bar{v} die Rutschgeschwindigkeit in der Gleitfläche, so gilt:

$$v = \frac{r'}{R} \cdot \bar{v}$$

Setzt man diesen Wert in die vorstehenden Gleichungen für die Trägheitskräfte ein, so erhält man mit $dG = \gamma \cdot dF \cdot 1,0$ (dF = Flächenelement des Rutschkörpers, γ = Raumbgewicht, ohne Auftrieb):

$$\left. \begin{aligned} dT' &= \frac{\gamma}{gR} \cdot \frac{d\bar{v}}{dt} \cdot dF \cdot r' = C_T \cdot dF \cdot r' \\ dN' &= \frac{\gamma}{gR^2} \cdot \bar{v}^2 \cdot dF \cdot r' = C_N \cdot dF \cdot r' \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Die Werte C_T und C_N sind für einen gegebenen Fall nur mit \bar{v} veränderlich; sie sind insbesondere von der Form und der Größe des Querschnittes unabhängig, so daß sie bei der Bildung der Mittelkräfte T' und N' aller dT' und dN' für den ganzen Rutschkörper-Querschnitt nur die Rolle von Festwerten spielen.

Die Trägheitsmittelkraft T' wird am einfachsten ermittelt, indem man nach Abb. 36a den Rutschkörper-Querschnitt in gleich breite kreisringförmige Streifen einteilt, deren einzelne Mittelkräfte $\Delta T'$ berechnet und dann durch Zusammensetzung der $\Delta T'$ die gesamte Kraft T' ermittelt (Abb. 36c). Für jeden einzelnen Streifen von der Breite $\Delta r'$ findet man genau wie bei der Ermittlung der Gleitfestigkeitsmittelkraft K , daß $\Delta T'$ die Richtung der Sehne s hat, wenn s die Länge der Verbindungslinie der Endpunkte der Streifenmittellinie ist.

Für die Größe von $\Delta T'$ hat man:

$$\left. \begin{aligned} \Delta T' &= C_T \cdot s \cdot \Delta r' \cdot r' = C_T \cdot \Delta \mathfrak{M} \\ \text{mit } \Delta \mathfrak{M} &= (s \cdot \Delta r') \cdot r' \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Der Angriffspunkt von T' ist durch die Entfernung r_T' vom

³¹⁾ Vgl. „Hütte“ oder „Taschenbuch für Bauingenieure“.

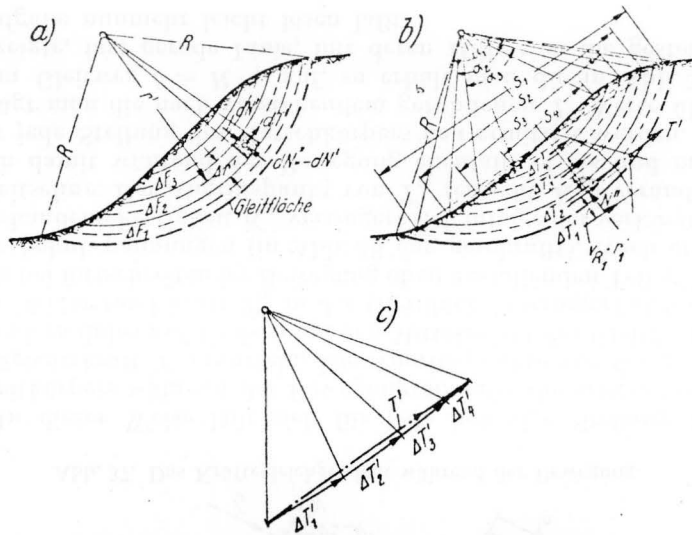


Abb. 36. Die Trägheitskräfte bei der Rutschbewegung.

Mittelpunkt der Gleitfläche gegeben. Man findet $r_{T'}$ aus der Momentengleichung

$$T' \cdot r_{T'} = C_T \cdot \Sigma \Delta F \cdot r'^2 \quad \text{oder} \quad \frac{T'}{C_T} \cdot r_{T'} = \mathfrak{M} \cdot r_{T'} = \Sigma \Delta F \cdot r'^2$$

mit $\Delta F = \Delta r' \cdot b'$ (b' = mittlere Bogenlänge des Streifens) zu

$$r_{T'} = \frac{J_P}{\mathfrak{M}} \quad (30)$$

wenn

$$J_P = \Sigma \Delta F \cdot r'^2$$

das polare Trägheitsmoment des Rutschkörperquerschnitts für den Kreismittelpunkt und \mathfrak{M} die Mittelkraft aller $\Delta \mathfrak{M}$ bedeuten. — Man kann den Angriffspunkt von T' aber auch mit Hilfe eines Seilecks aus den $\Delta T'$ -Kräften finden. Dabei wird der Angriffspunkt jeder Einzelkraft $\Delta T'$ (oder $\Delta \mathfrak{M}$) ebenso wie bei K mit Hilfe der v_R -Werte für gleichmäßige Spannungsverteilung ermittelt, wobei für a der jeweilige Wert für die Streifenmittellinie zu nehmen ist (Abb. 36b).

Die Einzelkräfte $\Delta N'$ für jeden ringförmigen Streifen des Rutschkörperquerschnittes können in der gleichen Weise ge-

funden werden wie die einzelnen $\Delta T'$ -Kräfte, nur daß $\Delta N'$ lotrecht zu $\Delta T'$ wirkt und in der Mitte der Sehne s angreift. Es ist

$$\Delta N' = C_N \cdot s \cdot \Delta r' \cdot r'$$

Da die $\Delta N'$ nach Gleichung (28) für einen gegebenen Zeitpunkt t den $\Delta T'$ verhältnisgleich sind und lotrecht zu den $\Delta T'$ wirken, so muß auch N' lotrecht zu T' wirken; außerdem muß N' durch den Kreismittelpunkt gehen, weil alle dN' und damit auch alle $\Delta N'$ vom Mittelpunkt aus wirken. Hat man also die Lage von T' gefunden, so erhält man die Wirkungslinie von N' einfach durch das vom Mittelpunkt aus gefällte Lot auf die T' -Richtung.

Ogleich nun die einzelnen $\Delta T'$ -Kräfte für jeden Zeitpunkt t verhältnisgleich den einzelnen $\Delta N'$ -Kräften sind, so ist doch der Verhältniswert $N' : T' = C_N : C_T$ selbst nicht gleichbleibend, sondern mit t oder \bar{v} veränderlich. T' hat seinen größten Wert bei beginnender Bewegung, weil dann die Beschleunigung $\frac{d\bar{v}}{dt}$ den größten Wert besitzt, während die Kraft N' beim Rutschungsbeginn Null ist und ihren größten Wert dann erreicht, wenn die Rutschgeschwindigkeit \bar{v} am größten ist (für $T' = 0$).

Wird bindige Erde für kurze Zeit mit der veränderlichen Trägheitskraft N' belastet, so tritt dadurch keine Erhöhung der Reibung in der Gleitfläche ein, weil die plötzliche Spannungssteigerung vom Porenwasser aufgenommen wird (s. den folgenden Abschnitt 6). Auch für wassergesättigte sandige Erde gilt Ähnliches, sofern sich diese bei der Gleitung noch etwas verdichtet. Gerät locker gelagerter, wassergesättigter Sand ins Rutschen, so geht sogar vielfach die Reibung fast ganz verloren, wie einige Bauunfälle zur Genüge gezeigt haben³²⁾. Der lockere Sand erleidet durch die Formänderungen bei der Rutschung gewissermaßen ein Zusammenstürzen seines Korngerüsts und bildet dann zusammen mit dem Porenwasser einen Brei, der mit großer Beschleunigung ausfließt. — Von diesem Sonderfall des Sandausfließens wird hier jedoch abgesehen. Normalerweise hat man es bei Rutschungen mit bindiger Erde zu tun, für die die im folgenden gemachte Annahme berechtigt ist, daß unter der Wirkung der Kraft N' wohl eine Reaktion N'' , aber keine Erhöhung des Widerstandes in der Gleitfläche eintritt.

³²⁾ Siehe z. B. J. Ehrenberg: Das Ausfließen einer Sandkippe in einer Braunkohlengrube. Bautechnik 11 (1933), S. 254.

In jedem Zeitpunkt der Rutschbewegung ersetzt die Trägheitskraft T' den in der Gleitfläche infolge der Gleitwiderstands-herabminderung für Gleichgewicht fehlenden Teil der Widerstandskraft T . Bei bekannter Lage der Kraft T' kann deshalb ihre Größe mit Hilfe des Kräftecks nach Abb. 37 wie folgt gefunden werden: Das nach der Überwindung des Gleitwiderstandes T_m (T_0 in Abb. 37) noch verbliebene T_∞ wird mit der Mittelkraft M der äußeren Kräfte und der Bewegungskraft N' (deren Ermittlung siehe weiter unten) zusammengesetzt und die Wirkungslinie der so erhaltenen neuen Mittelkraft (in Abb. 37 strichpunktiert) mit der Kraftlinie für T' zum Schnitt gebracht. Durch diesen Schnittpunkt muß dann die neue Normalkraft N der Gleitfläche gehen. Die Größe von T' erhält man durch Zerlegung der Mittelkraft aus M , T_∞ und N' in die Richtungen von T' und N .

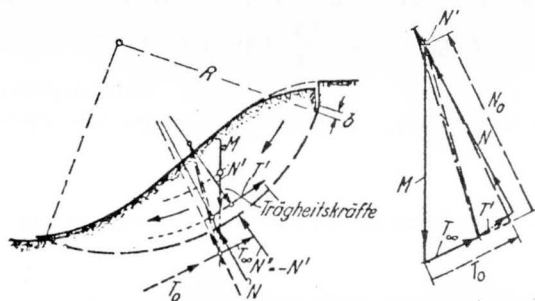


Abb. 37. Das Kräftegleichgewicht während der Bewegung.

In dieser Weise läßt sich für jede beliebige Stellung des Gleitkörpers während des Bewegungsablaufes die erforderliche Trägheitskraft T' ermitteln. Die Angriffspunkte von G und T' wandern dabei auf Kreisen um den Mittelpunkt der Gleitfläche. Die Widerstandskraft T_∞ in der Gleitfläche verringert sich um den bei fortschreitender Bewegung oben ausfallenden Teil ΔT_∞ der Schubspannungen (in Abb. 38 eng geschrafft). Auch etwa vorhandene Festigkeit K_∞ verringert sich infolge der verkürzten Gleitsehne. Der Angriffspunkt von T_∞ (einschl. K_∞) verändert sich damit während der Bewegung ebenfalls etwas und muß für jede Stellung des Rutschkörpers neu ermittelt werden. — Trägt man die nach vorstehendem gefundenen T' -Werte über dem Gleitweg $b = R \cdot \varphi$ auf, so erhält man die in Abb. 39e gezeigte, fast gerade Linie, mit deren Hilfe sich die gestellte Aufgabe nunmehr leicht lösen läßt.

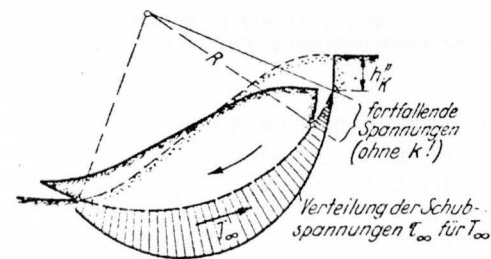


Abb. 38. Verringerung des Gleitwiderstandes T_∞ durch Verkürzung der Gleitfläche während der Bewegung.

Nach der bei der Lageermittlung von T' angeschriebenen Momentengleichung gilt:

$$T' = C_T \cdot \mathfrak{M}.$$

Für die Abkürzung C_T hat man nach der ersten der Gleichung (28):

$$C_T = \frac{\gamma}{gR} \cdot \left(\frac{d\bar{v}}{dt} \right).$$

Aus diesen beiden Ansätzen erhält man:

$$\left(\frac{d\bar{v}}{dt} \right) = \frac{gR}{\gamma \mathfrak{M}} \cdot T' = C \cdot T' \quad \text{mit} \quad C = \frac{gR}{\gamma \mathfrak{M}} \quad (31)$$

Der Wert C ist für ein und dieselbe Gleitfläche ein Festwert. Damit kann die T' -Kurve bei entsprechender Maßstabänderung auch als $\left(\frac{d\bar{v}}{dt} \right)$ -Kurve angesehen werden. Nun gilt bekanntlich der Ansatz

$$v \cdot dv = \left(\frac{dv}{dt} \right) \cdot db,$$

mit $db = R \cdot d\varphi =$ Länge eines Gleitflächenteilchens, woraus für \bar{v} nach Integration mit Rücksicht auf Gleichung (31) folgt:

$$\frac{1}{2} \cdot \bar{v}^2 = \int_0^b \left(\frac{d\bar{v}}{dt} \right) \cdot db = C \int_0^b T' \cdot db. \quad (32)$$

Hierdurch ist der Geschwindigkeitsverlauf während der Rutschbewegung gegeben.

Das Integral nach Gleichung (32) stellt die Fläche der T' -Kurve dar (vgl. Abb. 39e). Hieraus folgt, daß die Geschwindig-

keit \bar{v} ihren Größtwert \bar{v}_{\max} für $T' = 0$ erreicht. — Die Rutschbewegung kommt nach der Zeit t_0 oder nach Zurücklegung des Gleitweges b_0 wieder zur Ruhe. Für t_0 oder b_0 muß gelten: $\bar{v} = 0$, was nach den vorstehenden Ausführungen (Gl. 32) auf die durch Abb. 39e veranschaulichte Bedingung $F_1 = F_2$ führt. Grenzt man also die T' -Kurve so durch eine Ordinate ab, daß die negative Fläche F_2 ebenso groß wird wie die positive Fläche F_1 , so hat man damit den Gleitweg $b_0 = R \cdot \varphi_0$ gefunden, den der Rutschkörper im ganzen zurücklegt.

Für die größte Geschwindigkeit \bar{v}_{\max} gilt nach Gleichung (32):

$$\frac{1}{2} \bar{v}_{\max}^2 = C \int_0^{b \text{ für } T' = 0} T' \cdot db = C \cdot F_1 \quad \text{oder} \quad \bar{v}_{\max} = \sqrt{2 CF_1}. \quad (32a)$$

Die Zeit t_0 , die für den ganzen Bewegungsablauf der Rutschung erforderlich ist, findet man aus:

$$\bar{v} = \frac{db}{dt} \quad \text{oder} \quad dt = \frac{db}{\bar{v}}$$

durch Integration zu

$$t_0 = \int_0^{b_0} \frac{db}{\bar{v}}. \quad (33)$$

Man wird die Rutschzeit t_0 nur berechnen, um einen Begriff von der Größenordnung dieser Zeit zu haben; es genügt deshalb die folgende Näherungsberechnung: Unter der Annahme, daß die T' -Kurve geradlinig verläuft, ergibt sich für $\int T' db$ ein parabolischer Verlauf, so daß näherungsweise gilt:

$$\bar{v}^2 \approx 4 \bar{v}_{\max}^2 \cdot \frac{b}{b_0} \left(1 - \frac{b}{b_0}\right) = 8 CF_1 \cdot \frac{b}{b_0} \left(1 - \frac{b}{b_0}\right),$$

wenn für \bar{v}_{\max} der Wert nach Gleichung (32a) eingesetzt wird. Damit erhält man aus Gleichung (33):

$$t_0 = \int_0^{b_0} \frac{db}{\bar{v}} \approx \frac{b_0}{\sqrt{8 CF_1}} \int_0^{b_0} \frac{db}{b(b_0 - b)}$$

und mit

$$\int_0^{b_0} \frac{db}{b(b_0 - b)} = \left[-\operatorname{arc} \sin \left(1 - \frac{2b}{b_0}\right) \right]_0^{b_0} = \pi$$

schließlich:

$$t_0 \approx \frac{\pi b_0}{2 \sqrt{2 CF_1}}. \quad (34)$$

Bei der Anwendung dieser Gleichung ist darauf zu achten, daß im Ausdruck für C nach Gleichung (31) das Raumgewicht nicht in t/m^3 , sondern in t/m^2 einzusetzen ist, weil der Rutschkörper als Scheibe (Fläche) angesehen wurde.

Es bleibt jetzt noch übrig, zu zeigen, wie die Bewegungskraft N' gefunden wird, weil N' beim Ansatz des Kräftegleichgewichtes (Abb. 37) gebraucht wird. Aus der Gleichung (28) folgt:

$$\frac{N'}{T'} = \frac{1}{R} \cdot \frac{\bar{v}^2}{\left(\frac{d\bar{v}}{dt}\right)}$$

Setzt man für $\left(\frac{d\bar{v}}{dt}\right)$ und \bar{v}^2 die Werte der Gleichungen (31) und (32) ein, so erhält man:

$$\frac{N'}{T'} = \frac{1}{R} \cdot \frac{2C \int_0^b T' db}{CT'} = \frac{1}{R} \cdot \frac{2}{T'} \int_0^b T' db$$

oder:

$$N' = \frac{2}{R} \int_0^b T' db. \quad (35)$$

Hiernach erhält man die jeweilige, mit dem Gleitweg veränderliche Kraft N' dadurch, daß man den doppelten Inhalt der T' -Fläche (bis zum betreffenden Punkt des Gleitweges genommen) durch den Halbmesser R der Gleitfläche teilt. — Die Kraft N' wurde bei der Ermittlung der Kraft T' (Abb. 37) als bekannt vorausgesetzt. Dem widerspricht Gleichung (35), weil danach N' unmittelbar von T' abhängt. Unsere Aufgabe ist daher — streng genommen — nur durch Probieren lösbar. Praktisch kommt man aber ohne probeweises Vorgehen zum Ziel, weil sich zeigt, daß N' auf die Größe von T' fast gar keinen Einfluß hat (vgl. Abb. 39d). Man kann damit T' zunächst ohne Rücksichtnahme auf N' ermitteln, aus dem so erhaltenen T' dann nach Gleichung (35) N' berechnen und schließlich das gefundene N' für die endgültige Ermittlung von T' benutzen.

In Abb. 39 ist ein Zahlenbeispiel (Böschung von 10 m Höhe) ausführlich durchgerechnet unter der Annahme, daß der Gleitwiderstand nach einer geringen Bewegung sofort bis auf 65% seines ausnutzbaren Höchstwertes abfällt. In Abb. 39a und b ist zunächst nach den Verfahren des 1. und 3. Abschnittes der Gleichgewichtszustand vor der Rutschung ermittelt (für

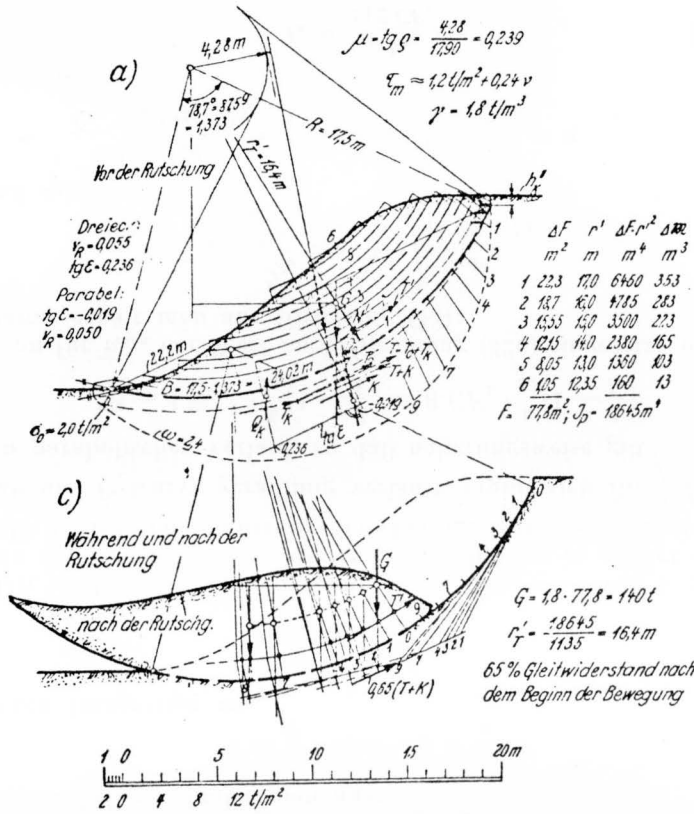


Abb. 39. Zahlenbeispiel für die rechnerische Verfolgung einer Rutschbewegung.

die ungünstigste Gleitfläche). Hiermit übereinstimmend wird angenommen, daß das Erdreich vor der Rutschung den Gleitwiderstand $\tau_m = 1,2 t/m^2 + 0,24 v$ besitzt. Die hierfür gültige Spannungsverteilung längs der Gleitfläche ist gestrichelt eingetragen; sie dient zur Ermittlung der im oberen Teil der Gleitfläche negativ anzusetzenden (weil abzuziehenden) Gleitkraft ΔT_∞ (Abb. 38). Der Angriffspunkt der Trägheitskräfte T' und N' ist nicht — wie in Abb. 36b — durch Seileck, sondern mit Hilfe der Gleichung (30) berechnet. — In Abb. 39c und d ist das Gleichgewicht des Rutschkörpers für verschiedene Gleitwege durch wiederholte Anwendung der Abb. 37 ermittelt.

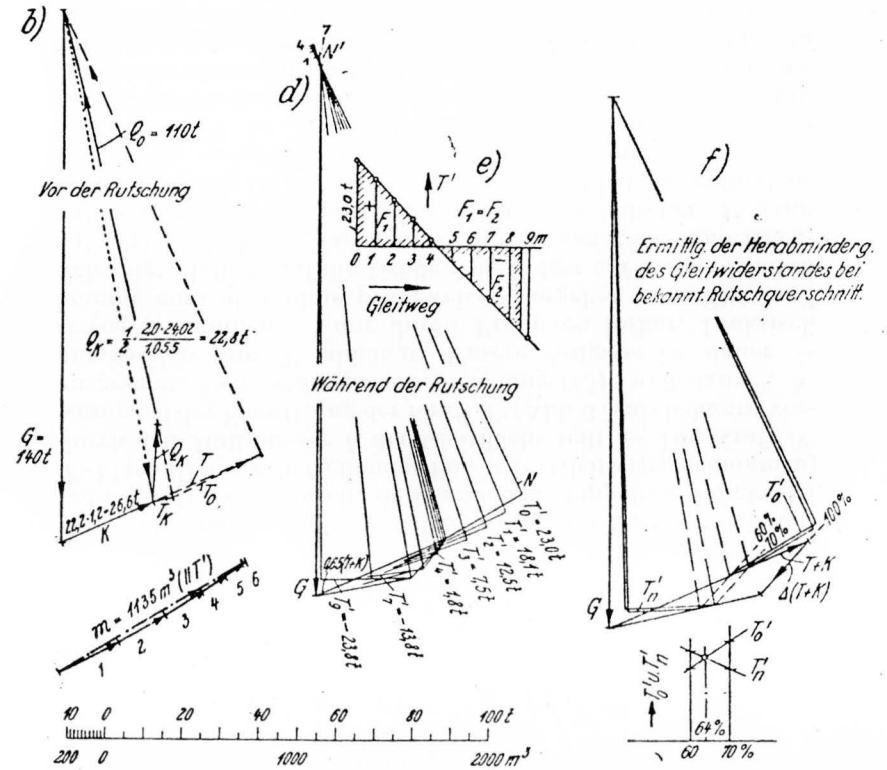


Abb. 39. Zahlenbeispiel für die rechnerische Verfolgung einer Rutschbewegung.

Man sieht, daß die abzusetzenden ΔT_∞ -Kräfte nach längerem Gleitweg eine beachtliche und auf keinen Fall zu vernachlässigende Größe erreichen. Zur Vereinfachung der Rechnung ist angenommen, der untere Teil des Rutschkörpers hätte genügend Festigkeit, um sich so lange frei zu tragen, wie die Rutschung andauert. In Wirklichkeit wird die untere Spitze des Rutschkörpers nach unten abbrechen; sie ist dann vielleicht in der Lage, einen gewissen Widerstand gegen Gleiten zu erzeugen, der jedoch nur gering sein wird, zumal sich die meisten Rutschungen bei regnerischem Wetter ereignen.

Abb. 39e zeigt als bereits mehrfach erwähntes Ergebnis den

T' -Verlauf in Abhängigkeit von der Gleitweglänge. Die Bedingung $F_1 = F_2$ ergibt einen Gleitweg von 8.6 m. Für die Rutschzeit t_0 erhält man nach den Gleichungen (31) und (34) folgende Rechnung:

$$C = \frac{9,81 \text{ m/sek}^2 \cdot 17,5 \text{ m}}{1,8 \text{ t/m}^2 \cdot 1135 \text{ m}^3} = 0,084 \frac{\text{m}}{\text{t} \cdot \text{sek}^2}; F_1 \approx \frac{23,0 \text{ t} \cdot 4,30 \text{ m}}{2} = 49,5 \text{ tm};$$

$$t_0 = \frac{\pi \cdot 8,60 \text{ m}}{2 \sqrt{2 \cdot 0,084 \frac{\text{m}}{\text{t} \cdot \text{sek}^2} \cdot 49,5 \text{ tm}}} = \frac{13,50 \text{ m} \cdot \text{sek}}{\sqrt{8,32 \text{ m}^2}} = 4,68 \text{ sek.}$$

Unter der durch Abb. 39 wohl genügend bewiesenen Annahme eines geradlinigen T' -Verlaufes läßt sich die Berechnung erheblich vereinfachen. Man kann sich dann darauf beschränken, neben der Ermittlung des Gleichgewichtes zu Beginn der Rutschung — also der Berechnung von T_0' — nur noch die T' -Kraft für einen beliebigen Zwischenzustand zu berechnen, weil dann die T' -Linie aufgetragen und die Bedingung $F_1 = F_2$ nach Abb. 39e erfüllt werden kann. Eine weitere Vereinfachung der Berechnung gelingt durch die ebenfalls durch Abb. 39 gestützten Annahmen, daß der Schnittpunkt der Trägheitskräfte T' und N' mit dem Schwerpunkt des Rutschkörpers zusammen auf einer Geraden liegt, die durch den Gleitkreismittelpunkt geht, und daß der Abstand des T' -Angriffspunktes von der Gleitfläche etwa 40% des Abstandes beträgt, den der Schwerpunkt des Rutschkörpers von der Gleitfläche hat. Außerdem gilt angenähert

$$\mathfrak{M} \approx F \cdot r_{T'} = \frac{G}{\gamma} \cdot r_{T'}$$

wenn F die Querschnittsfläche des Rutschkörpers bezeichnet. — Mit Hilfe dieser Annahmen erspart man sich die umständliche genaue Ermittlung des Angriffspunktes von T' und erreicht außerdem eine vereinfachte Berechnung der Rutschzeit t_0 :

$$C = \frac{gR}{\gamma \mathfrak{M}} \approx \frac{gR}{G \cdot r_{T'}}; F_1 \approx \frac{b_0}{2} \cdot \frac{T_0'}{2} = \frac{\varphi_0 R T_0'}{4};$$

($\varphi_0 =$ ganzer Drehwinkel des Rutschkörpers)

$$t_0 \approx \frac{\pi b_0}{2 \sqrt{2 C F_1}} \approx \frac{\pi \varphi_0 R}{2 \sqrt{2 \frac{gR}{G \cdot r_{T'}} \cdot \frac{\varphi_0 R T_0'}{4}}} = \pi \sqrt{\frac{\varphi_0}{2} \cdot \frac{G}{g} \cdot \frac{r_{T'}}{T_0'}}$$

Für das vorstehend behandelte Beispiel (Abb. 39) erhält man nach dieser Formel:

$$\varphi_0 = \frac{8,6}{17,5} = 0,492; t_0 \approx \pi \sqrt{\frac{0,492 \cdot 140 \cdot 16,4}{2 \cdot 9,81 \cdot 23,0}} = \pi \sqrt{2,503} = 4,97 \text{ sek}$$

gegenüber 4.68 sek nach der genaueren Rechnung. Wie man leicht erkennt, ist der erhaltene Fehler auf die Annahme $\mathfrak{M} \approx F \cdot r_{T'}$ zurückzuführen. Man erhält genaue Übereinstimmung, wenn man setzt:

$$\mathfrak{M} \approx \cos(0,35 \alpha) \cdot F \cdot r_{T'}$$

also

$$t_0 \approx \sqrt{\frac{\varphi_0}{2} \cdot \frac{G}{g} \cdot \frac{r_{T'}}{T_0'} \cdot \cos(0,35 \alpha)}. \quad (34a)$$

Bisher wurde vorausgesetzt, daß die nach der Verminderung des Gleitwiderstandes noch verbliebene Kraft T_∞ bekannt ist (z. B. aus Versuchen). Wenn jedoch nur das Böschungsprofil vor und nach der Rutschung bekannt ist, so ist T_∞ oder die anteilmäßige Verminderung von T gerade die gesuchte Größe. Diese Umkehrung der bisher behandelten Aufgabe läßt sich nur durch Probieren lösen, indem z. B. für zwei oder drei verschiedene T_∞ -Werte die T' -Linien ermittelt werden und dabei jedesmal mit der Bedingung $F_1 = F_2$ verglichen wird.

Für geradlinigen Verlauf der T' -Linie ist T_n' am Ende der Rutschung ebenso groß als T_0' zu Beginn der Rutschung. Mit Hilfe dieser Bedingung ist die vorliegende Aufgabe leicht zu lösen, indem für den Querschnitt vor und nach der Rutschung die T' -Werte für zwei Hundertsätze des herabgesetzten Gleitwiderstandes ermittelt werden; die Bedingung $T_0' = T_n'$ liefert dann den gewünschten Wert für den wirklichen Hundertsatz der Widerstandsverminderung in der Gleitfläche. Abb. 39f zeigt eine solche Ermittlung und dürfte nach dem bisher Gesagten wohl ohne weiteres verständlich sein. Es sei nur noch erwähnt, daß zu Beginn und am Ende der Rutschung N' gleich Null ist; es braucht also nicht mehr in Betracht gezogen zu werden. In Abb. 39f wurden 64% verbleibender Gleitwiderstand erhalten, also fast genau derselbe Wert, von dem ausgegangen war (65%).

Ein weiteres Beispiel für die Ermittlung des Anteils der Gleitwiderstandsverminderung bringt der nächste Abschnitt.

6. Der statische Einfluß von Porenwasser-Überdruck

Es kommt häufig vor, daß ein größerer Bereich der Böschung ziemlich schnell stärker belastet wird, so daß dem Porenwasser des Erdkörpers die Zeit fehlt, sich den neuen Druckverhältnissen anzupassen. Bei verhältnismäßig schnellem Abfall eines Stauspiegels z. B. taucht ein großer Teil der durchlässigen Deckschicht aus dem Wasser aus, was eine Gewichtsvermehrung zur Folge hat, weil für den ausgetauchten Teil der Wasserantrieb fortfällt. Ebenso kann durch den Bau einer Hafenummauer einschl. hinterer Auffüllung der Untergrund zu schnell belastet werden, so daß nicht genügend Zeit zum Druckausgleich vorhanden ist. Auch verhältnismäßig schnell aufgebraachte stärkere Auflasten wirken in derselben Richtung.

Beim Einsetzen stärkerer Belastung ist das Erdreich bestrebt, sich etwas zusammenzudrücken, woran es aber bei bindiger Erde durch das Porenwasser zunächst gehindert wird, weil dieses wegen der geringen Wasserdurchlässigkeit nur langsam entweichen kann. Stark bindige Erde, z. B. Ton, hat meist nur sehr geringen oder auch gar keinen Luftgehalt; man kann deshalb annehmen, daß die Poren zwischen den Erdkörnern ganz mit Wasser gefüllt sind. Wenn nun ein gewisser Erdbereich plötzlich stärker belastet wird, so muß die zusätzliche Belastung zunächst ausschließlich vom Porenwasser aufgenommen werden (voller Porenwasserüberdruck), weil das Erdkorngerüst erst dann stärkere Spannungen aufnimmt, wenn es sich entsprechend zusammendrücken kann, was aber wegen der Hohraumauffüllung durch das Porenwasser nicht möglich ist. Erst allmählich tritt eine Spannungsumlagerung vom Porenwasser auf das Korngerüst ein, und zwar in dem Maße, wie das überschüssige Porenwasser herausgepreßt wird, wodurch das Korngerüst sich zusammendrücken und damit an der vermehrten Kraftübertragung teilnehmen kann. Nach genügend langer Zeit ist so viel Porenwasser herausgepreßt, wie es für die zusätzliche Zusammendrückung des Korngerüsts notwendig ist; der Endzustand des völligen Druckausgleiches ist dann erreicht: die hinzugekommene Belastung wird ganz vom Korngerüst getragen.

Terzaghi hat auf diese Erscheinung des Druckausgleiches im Porenwasser zuerst hingewiesen und den zeitlichen Verlauf der allmählichen Druckübertragung vom Porenwasser auf das

Korngerüst auch eingehend rechnerisch verfolgt³³). Auf diese Theorie braucht hier jedoch nicht näher eingegangen zu werden, weil der statisch ungünstigste Zustand — unter sonst gleichbleibenden Verhältnissen — immer bei vollem Porenwasserüberdruck, also sofort nach der Mehrbelastung, vorhanden ist. Im folgenden wird deshalb allein dieser ungünstigste Zustand untersucht, dessen Vorhandensein in vielen Fällen ohne weiteres gegeben ist. In manchen Fällen, z. B. bei sandigem Ton, mag es allerdings zweifelhaft sein, ob der Porenwasserdruck in voller rechnerungsmäßiger Größe wirksam werden kann oder ob man nur mit einer teilweisen Wirksamkeit zu rechnen braucht. Beispielsweise kann die Aufbringung der Mehrbelastung so langsam erfolgen, daß schon während der Lastaufbringung ein Teil des Porenwasserüberdruckes wieder ausgeglichen ist. In solchen zweifelhaften Fällen kann man durch die Heranziehung der Terzaghischen Theorie Klarheit gewinnen, worauf hier jedoch nicht weiter eingegangen werden soll.

Bei einer plötzlichen Mehrbelastung wird das überschüssige Porenwasser zuerst aus den Randbereichen der bindigen Erdschichten herausgepreßt (wenn unter „Rand“ die Angrenzung an durchlässige Schichten verstanden wird); weiter im Innern der bindigen Erde braucht der Überdruck des Porenwassers längere Zeit zum Ausgleich, weil das herauszubringende Wasser einen längeren Weg zurücklegen muß. Hieraus folgt, daß die ungünstigste Gleitfläche meist nicht mit der oberen Grenzschiebt der bindigen Erde zusammenfallen wird (weil in dieser Grenzschiebt sich ja der Porenwasserüberdruck sofort ausgeglichen hat), daß also vorzugsweise tiefer liegende Gleitflächen untersucht werden müssen. Solche Gleitflächen verlaufen kurvenförmig; es wird deshalb nachstehend

der Einfluß von Porenwasserüberdruck für kreisförmige Gleitflächen

gezeigt.

Vor dem Hinzukommen der stärkeren Belastung seien die Erdspannungen für die bis dahin wirksame Mittelkraft M_1 der äußeren Kräfte ausgeglichen (kein Überdruck des Porenwassers). Diesem M_1 entspreche die Mittelkraft Q_1 der späteren Gleitfläche (Abb. 40). Die Teilkräfte N_1 und T_1 der Kraft Q_1 können

³³) K. Terzaghi: Erdbaumechanik auf bodenphysikalischer Grundlage. Leipzig und Wien 1925. K. v. Terzaghi und O. K. Fröhlich: Theorie der Setzung von Tonschichten. Leipzig und Wien 1936.

nach dem Verfahren des I. Abschnittes leicht ermittelt werden, wenn man annimmt, daß die Spannungen in der betrachteten Kreisfläche — der späteren Gleitfläche — alle unter dem gleichen Winkel geneigt angreifen (ausgenommen natürlich den Anteil, der später für die Gleitfläche auf die Festigkeit entfällt). Diese allgemein übliche Annahme wurde bereits stillschweigend bei der Ermittlung des Sicherheitsgrades η (Abschnitt 4) gemacht.

Kommt nun zur Mittelkraft M_1 verhältnismäßig schnell eine neue Kraft P hinzu, so werden die Normalspannungen ν der Erdkörner in der Gleitfläche dadurch zunächst nicht verändert, weil die Mehrbelastung vorerst nur den Druck im Porenwasser vergrößert. Es bleibt damit auch die Lage der Normalspannung N_1 unverändert. Solange sich die einzelnen Normalspannungen ν nicht verändern, müssen auch die für Gleiten verfügbaren Schubspannungen τ die gleiche Verteilung behalten, wie sie schon für T_1 vorausgesetzt wurde, so daß auch die nach dem Einsetzen von P erforderlich werdende Schubkraft T_2 die gleiche Lage behält wie T_1 . Selbstverständlich ist $T_2 > T_1$; weil unter der Wirkung von P die Schubspannungen stärker in Anspruch genommen werden. Die neue Last P wird damit von dem Zuwachs $(T_2 - T_1)$ der Schubkraft T und von dem Überdruck N_w des Porenwassers aufgenommen. Der Wasserdruck wirkt in jedem Punkte lotrecht zur Gleitfläche; die Kraft N_w muß also durch den Kreismittelpunkt hindurchgehen. Außerdem müssen sich die Wirkungslinien der neuen Kräfte P , $(T_2 - T_1)$ und N_w in einem Punkte schneiden, wenn Gleichgewicht bestehen soll. Durch diese Bedingungen ist das Kräftebild vollständig festgelegt. Man braucht nur P und T zum Schnitt zu bringen und hat in der Verbindungslinie dieses Schnittpunktes mit dem Kreismittelpunkt die Wirkungslinie des Porenwasserüberdruckes N_w (Abb. 40a). Die Zerlegung von P in die Richtungen von T und N_w liefert dann auch die Größe der Kräfte N_w und $T_2 - T_1$ und damit die mindestens erforderliche Schubkraft T_2 . Da die Normalspannungen ν (also auch die Kraft N_1) voraussetzungsgemäß unverändert geblieben sind und die Schubspannungen τ dieselbe Verteilung haben wie im Anfang (nur daß sie dem absoluten Betrage nach größer geworden sind), so hat man für den erforderlichen Reibungsbeiwert ohne weiteres:

$$\mu_{\text{erf}} = \frac{T_2}{N_1} \quad (36)$$

Die erforderliche Schubkraft T_2 läßt sich auch dadurch er-

mitteln, daß man P mit M_1 zur Mittelkraft M_2 zusammensetzt und M_2 dann in die Kräfte T_2 und N_2 zerlegt (Abb. 40b). N_2 ist dann die Mittelkraft aus N_1 und N_w , geht also ebenfalls durch den Kreismittelpunkt³⁴⁾.

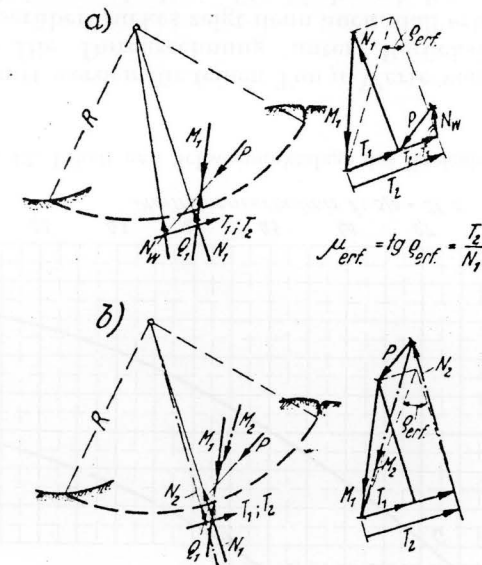


Abb. 40. Der Einfluß von Porenwasserüberdruck bei plötzlicher Mehrbelastung für kreisförmige Gleitflächen.

Durch den Ansatz (36) folgt ohne weiteres die Richtigkeit der in Abb. 40 gestrichelt eingezeichneten Konstruktion für μ_{erf} . Bei einzusetzender Festigkeit k hat man anstatt Gleichung (36):

$$T_2 = K + \mu_{\text{erf}} \cdot N_1; \mu_{\text{erf}} = \frac{T_2 - K}{N_1}$$

Die letztere Gleichung gilt nur näherungsweise, wenn die Richtungen von T_2 und K nicht übereinstimmen; genaue Gültigkeit erreicht man in diesem Falle durch Einsetzen der Mittelkraft aus T_2 und $-K$ an Stelle von $T_2 - K$, also durch vektorielle Subtraktion.

³⁴⁾ Das Verfahren nach Abb. 40b habe ich erstmals in der Schweiz. Bauzeitung 109 (1937), S. 298, und 110 (1937), S. 274, veröffentlicht.

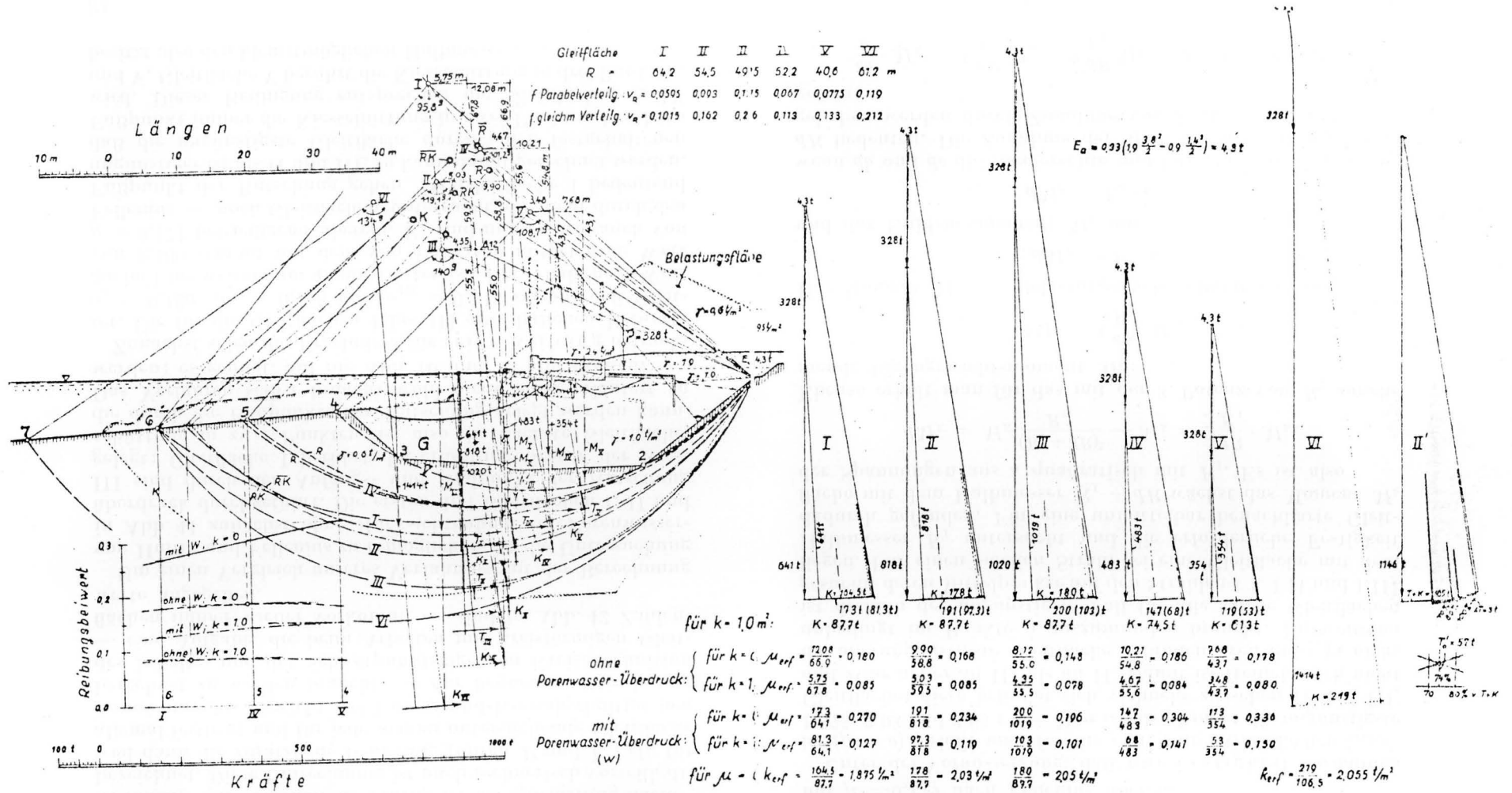


Abb. 41. Erdstatische Untersuchung einer Tonrutschung in Göteborg (Stigbergkai, gerutscht am 5. März 1916)

Ergebnis der Berechnung: Ohne Reibung (für $\mu=0$) ist an Gleitfestigkeit erforderlich: $k_{\text{erf}} = 2,06 \frac{t}{m^2}$. Andererseits ist erforderlich für $k=0: \mu_{\text{erf}} = 0,28$ für voll wirksamen Porenwasser-Überdruck für $k=1,0: \mu_{\text{erf}} = 0,14$

Der Gleitwiderstand des Tones ist etwa: $\tau = 1,0 \cdot \sigma + 0,14 \cdot v$. Gleitwiderstands-Verminderung 26%. Rutschzeit 12 sek.

liegenden Fall unbedingt zu rechnen, da für den angetroffenen Tonuntergrund Jahrzehnte vergehen, bis der Überdruck des Porenwassers bis in größere Tiefen hinab wieder ausgeglichen ist.

Um die Mehrbelastung durch die Kaimauer einschl. der Hinterfüllung und der Kiesschüttung des Untergrundes deutlich zu zeigen, sind in Abb. 41 alle Querschnittflächen auf das Raumgewicht des Untergrundes ($\gamma = 0,6 \text{ t/m}^3$) umgerechnet (für den Tonuntergrund ist also volle Auftriebswirkung angenommen). Die so erhaltene Fläche ist als „Belastungsfläche“ bezeichnet. Diese Umrechnung ist auch rechnerisch vorteilhaft, weil dann die zusätzliche Belastung (durch P und E_a) ein für allemal festliegt und für jede neu zu untersuchende Gleitfläche immer nur das Gewicht des Untergrund-Kreisabschnittes neu berechnet zu werden braucht. — Zur bequemen Berechnung des Inhaltes und der Schwerpunktslage von Kreisabschnitten — eine Aufgabe, die beim Arbeiten mit kreisförmigen Gleitflächen immer wieder vorkommt — sind in Abb. 42 Zahlenwerte angegeben.

Um einen Vergleich unseres Verfahrens mit der Berechnung von Hultin und Fellenius zu ermöglichen, ist die Untersuchung in Abb. 41 zunächst ohne Rücksichtnahme auf Porenwasserüberdruck durchgeführt. Die ersten drei Gleitflächen I, II und III sind durch den Anfangs- und Endpunkt der Rutschung gelegt; Gleitfläche I berührt die erdseitige Grenze der Kiesschüttung in zwei Punkten, ist also die flachste Gleitfläche, die durch die Endpunkte der Rutschung gelegt werden kann. Das Verfahren selbst braucht wohl nicht mehr erläutert zu werden; es genügt, auf die Abb. 10 und 32 hinzuweisen.

Zunächst seien die Ergebnisse für reine Reibung betrachtet. Die für die Gleitflächen I bis III erforderlichen Beiwerte $\mu_I = 0,180$, $\mu_{II} = 0,168$ und $\mu_{III} = 0,148$ zeigen, daß Gleitfläche I bei weitem am ungünstigsten ist. Der erhaltene μ -Wert von 0,180 stimmt mit dem von Petterson mitgeteilten Wert $\mu = 0,171$ befriedigend überein. Es sind nun — wie auch von Fellenius — noch Gleitflächen untersucht, die nicht durch den Fußpunkt der Rutschung gehen. Da Gleitfläche I bedeutend ungünstiger ist als II und III, so kann damit gerechnet werden, daß die ungünstigste Gleitfläche durch einen festgehaltenen Fußpunkt immer die Kiesschüttung in zwei Punkten berühren wird. Dieser Bedingung entsprechen die Gleitflächen I, IV und V. Gleitfläche V berührt die Kiesschüttung in drei Punkten, besitzt also den kleinstmöglichen Halbmesser. (Gleitflächen mit

noch geringerem Halbmesser würden teilweise durch die Kiesschüttung gehen, wodurch die verfügbaren Reibungskräfte wieder anwachsen.) Die erhaltenen μ -Werte sind unten links in Abhängigkeit vom unteren Endpunkt (Austrittspunkt) der Gleitflächen aufgetragen, und es ist mit Hilfe der so gefundenen Kurve der Größtwert μ_{eff} und damit gleichzeitig die Lage der ungünstigsten Gleitfläche (mit \bar{R} bezeichnet) ermittelt, die nur wenig von der von Fellenius gefundenen Gleitfläche abweicht. Auch das Ergebnis: $\mu_{\text{eff}} = 0,186$ stimmt genau genug mit $\mu = 0,179$ nach Fellenius überein.

Unter der Voraussetzung, daß nur Festigkeit vorhanden ist ($\mu = 0$), erhält man für die ersten drei Gleitflächen $k_{\text{eff}} = 1,875, 2,03$ und $2,05 \text{ t/m}^2$. Hier ist also I nicht die ungünstigste Gleitfläche; diese befindet sich vielmehr zwischen II und III, und zwar näher an III als an II. Damit ist freilich noch nicht die allerungünstigste Gleitfläche gefunden, weil diese ja nicht unbedingt im Punkte 6 auszumünden braucht. Im weiteren ist deshalb der ungünstigste Fall für alle solche Gleitflächen gesucht, deren Mittelpunkte auf den Strahlen I I, I II und I III liegen. Für einen solchen Strahl sei eine Gleitfläche mit dem Halbmesser R_1 untersucht und die erforderliche Festigkeit dadurch gefunden. Für eine unmittelbar benachbarte Gleitfläche mit dem Halbmesser $R_1 + dR$ wächst das Moment M_K der Spannungen aus k quadratisch mit R_1 . Es ist also

$$dM_K = M_K \frac{(R_1 + dR)^2}{R_1^2} - M_K = 2 \frac{dR}{R_1} \cdot M_K.$$

Ebenso erhält man für das mit der 3. Potenz von R_1 zunehmende Eigengewichtsmoment M_G :

$$dM_G = 3 \frac{dR}{R_1} \cdot M_G.$$

Das Moment M_P der Belastungsfläche nimmt zu um

$$dM_P = P \cdot db$$

und das Erddruckmoment M_E um

$$dM_E = E_a \cdot de,$$

wenn db und de die waagerechte und lotrechte Projektion von dR bedeuten. Die Zunahme der Momente um dM muß aufgehoben werden durch Zunahme von k um dk ; es muß also gelten:

$$\frac{dk}{k} \cdot M_K = 3 \frac{dR}{R_1} M_G - 2 \frac{dR}{R_1} M_K + P \cdot db + E_a \cdot de.$$

Für den Größtwert von k ist $\frac{dk}{dR} = 0$. Setzt man noch

$$M_G = c_\gamma R_1^3$$

ein, so erhält man nach einiger Rechnung für die ungünstigste Gleitfläche:

$$R = \frac{ka}{3 c_\gamma} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{3 c_\gamma}{k^2 a^2} (P \cos \omega + E_a \sin \omega)} \right],$$

wenn ω den Neigungswinkel des betrachteten Strahles angibt. — Nach dieser Formel sind in Abb. 41 die R -Werte für die punktiert gezeichnete Mittelpunktlinie berechnet. Auf dieser punktierten Linie muß der Mittelpunkt der ungünstigsten Gleitfläche liegen; seine Lage \bar{K} ist durch einen doppelten Nullkreis gekennzeichnet³⁷⁾. Den Größtwert von k erhält man zu $k_{\text{erf}} = 2,055 \text{ t/m}^2$ (gegenüber $k = 2,11 \text{ t/m}^2$ bei Fellenius).

Wie Fellenius an einem ähnlichen Beispiel gezeigt hat, kann man andererseits für die Lage der ungünstigsten Gleitfläche aber auch folgende Überlegung anstellen: Denkt man sich den Gleitkreismittelpunkt in Richtung der Untergrundlinie 7-4-1 um die kleine Strecke dB verschoben (wobei R und ω sich nicht verändern), so bleiben M_K , M_G und M_E gleich³⁸⁾, und es gilt für den ungünstigsten Fall (vgl. auch die spätere Abb. 47):

$$\frac{dk}{k} \cdot M_K = 0 = P \cdot dB - p \cdot dB \cdot B,$$

wenn p ($= 5,95 \text{ t/m}^2$ in Abb. 41) die Auflastspannung im Punkte 1 und B die waagrecht gemessene Entfernung des Gleitkreismittelpunktes vom Punkte 1 bedeuten. Man erhält hiernach:

$$B = \frac{P}{p} \left(\text{nach Abb. 41: } B = \frac{328}{5,95} = 55,1 \text{ m} \right).$$

Auf der durch das Maß B festgelegten Lotrechten sollte also ebenfalls der Mittelpunkt der ungünstigsten Gleitfläche liegen. In Abb. 41 befindet sich Punkt VI einerseits auf dieser Lotrechten, andererseits auf der verlängerten Linie 1 \bar{K} . Die Be-

³⁷⁾ Bei der Ermittlung von \bar{K} konnte vorausgesetzt werden, daß sich der k -Wert für die einzelnen Strahlen wegen der Nähe des Größtwertes nicht merklich ändert, d. h. es konnten die für Gleitfläche I bis III erhaltenen k -Werte übernommen werden. Diese Voraussetzung liegt übrigens auch der vorstehend gegebenen Gleichung für R zugrunde. mit anderen Worten: diese Gleichung gilt nur in der Nähe des Größtwertes von k .

³⁸⁾ Wenn man im vorliegenden Fall von der äußerst geringen Änderung dE_a von E_a absieht.

rechnung liefert für Gleitfläche VI: $k_{\text{erf}} = 2,055 \text{ t/m}^2$, also genau denselben Wert wie für den Punkt \bar{K} .

Wenn beide Verfahren für das Aufsuchen der ungünstigsten Gleitfläche übereinstimmen würden, müßten die Punkte VI und \bar{K} zusammenfallen. Letzteres ist jedoch nicht eingetreten, was wohl darauf zurückzuführen sein dürfte, daß die statisch ungünstigste Gleitfläche nicht genau durch den Punkt I hindurchgeht. Wenn für Punkt VI derselbe Wert k_{erf} erhalten wurde wie für Punkt \bar{K} , so wird dadurch die auch von Fellenius erwähnte Tatsache bestätigt, daß k_{erf} sich in der Nähe von k_{max} nur wenig verändert. Der Mittelpunkt der ungünstigsten Gleitfläche liegt wahrscheinlich in der Mitte zwischen den Punkten VI und \bar{K} , was der von Fellenius gefundenen, mit K bezeichneten Lage genau entspricht.

Für zusammenwirkende Reibung und Festigkeit, und zwar für $k = 1,0 \text{ t/m}^2$, liegt die ungünstigste Gleitfläche durch Punkt 6 in der Mitte zwischen den Gleitflächen I und II. Hinsichtlich der μ_{erf} -Werte kann deshalb genau genug Gleitfläche I — und damit auch Gleitfläche IV und V — herangezogen werden. Die auf diese Weise erhaltene ungünstigste Gleitfläche ist in Abb. 41 strichpunktiert eingezeichnet und mit \bar{RK} bezeichnet; sie weicht von der von Fellenius für $k = 1,25 \text{ t/m}^2$ angenommenen, mit RK bezeichneten Gleitfläche nur wenig ab.

Die von Hultin und Fellenius erhaltenen Ergebnisse werden durch Abb. 41 also im großen und ganzen recht gut bestätigt. Wem Abb. 41 auf den ersten Blick vielleicht etwas verwickelt erscheint, der möge bedenken, daß in ein und derselben Querschnittszeichnung sechs verschiedene Gleitflächen unter den verschiedensten Annahmen untersucht sind. Ein solches vom Standpunkte der Zeichenarbeit vorteilhaftes Vorgehen wäre nach dem umständlicheren schwedischen Verfahren wohl unmöglich gewesen. Deshalb dürfte gerade die Abb. 41 die Einfachheit der angewandten Berechnungsweise deutlich zeigen.

Für voll wirksamen Porenwasserüberdruck ist nach dem in Abb. 40b gezeigten Verfahren gerechnet. Von den Gleitflächen durch Punkt 6 liefert die Gleitfläche I sowohl für $k = 0$ als auch für $k = 1,0 \text{ t/m}^2$ die ungünstigsten Ergebnisse ($\mu_0 = 0,270$). Noch ungünstiger sind die Gleitflächen IV und V mit $\mu_0 = 0,304$ und $0,336$. — Für vollen Porenwasserüberdruck wäre also theoretisch die Gleitfläche V etwa am ungünstigsten. Da sich jedoch der Wasserdruck für Gleitfläche V — wegen der Nähe der Kiesschüttung — bedeutend schneller ausgleichen kann als für die übrigen Gleitflächen (teilweise vielleicht schon

während des Einbringens der Kiesschüttung), so dürfte Gleitfläche IV wahrscheinlich eher für ein Abrutschen in Frage kommen. Der hierfür erforderliche Reibungsbeiwert von $\mu \approx 0,30$ entspricht durchaus den Werten, wie sie für Tone mittlerer Feinheit durch den Versuch erhalten werden. Die eingangs dieses Beispiels erwähnte Unsicherheit, daß durch die statischen Berechnungen von Hultin und Fellenius die Ursache der Rutschung nicht völlig geklärt worden sei, darf damit wohl als beseitigt gelten. Durch die Rutschungsuntersuchung nach Abb. 41 wird andererseits aber auch nachdrücklich die Forderung unterstrichen, daß die ungünstige Wirkung von Porenwasserüberdruck gegebenenfalls bei der erdstatischen Untersuchung zu berücksichtigen ist, wenn man sich vor unliebsamen Überraschungen sichern will.

Wenn nun in Wirklichkeit die Rutschung nicht nach Gleitfläche IV, sondern etwa nach Gleitfläche II eingetreten ist, so können dafür verschiedene Ursachen in Frage kommen. So kann z. B. die Festigkeit noch größer sein als $1,0 \text{ t/m}^2$. Auch örtliche Ungleichmäßigkeiten des Untergrundes (die fast immer vorhanden sind!) können zu einer Verschiebung der Gleitfläche beigetragen haben. Solange die Gleichmäßigkeit des Untergrundes nicht durch zahlreiche Versuche einwandfrei nachgewiesen ist, kann man nicht erwarten, daß die statisch für gleichmäßigen Erdstoff gefundene ungünstigste Gleitfläche nun auch genau mit der wirklich eintretenden Gleitfläche übereinstimmt. Schon eine geringe Ungleichmäßigkeit des Gleitwiderstandes kann die Größtstellen der μ -Kurven in Abb. 41 bedeutend verschieben. Es ist deshalb zuviel verlangt, wenn man die Lage der wirklich sich ausbildenden Gleitfläche weitgehend genau vorausberechnen will³⁹⁾. Man muß sich damit begnügen, den erforderlichen Gleitwiderstand hinreichend genau berechnen zu können, was im Verein mit der sachgemäßen Untersuchung von Erdproben ja auch ausreicht, um Rutschungen zu verhüten.

In Abb. 43 sind die verschiedenen Möglichkeiten des in Abb. 41 für vollen Überdruck des Porenwassers berechneten Gleitwiderstandes aufgetragen und mit den Ergebnissen von Fellenius verglichen. Für den Fall, daß nur Festigkeit vor-

³⁹⁾ Ich kann deshalb Fellenius auch nicht ganz folgen, wenn er für die Gotenburger Rutschung auf Grund der Gleitflächenlage zu schätzen versucht, wie groß etwa der Anteil der Reibung und der Festigkeit am gesamten Gleitwiderstand sei. Man läßt diese Frage wohl besser offen, da man über Vermutungen doch kaum hinausgehen kann.

handen ist ($\mu = 0$), hat der Porenwasserüberdruck keinen Einfluß mehr, was man auch unschwer an Hand der Abb. 40 einsehen kann. — In Abb. 43 schneiden sich die verschiedenen zusammengesetzten τ -Linien nahezu in einem Punkte, was im 4. Abschnitt an Hand der Abb. 34 behauptet worden war.

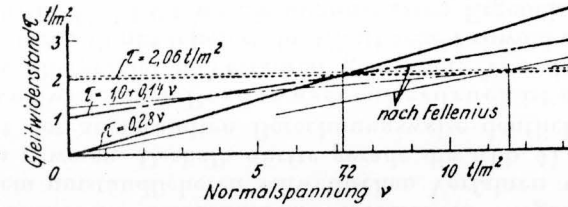


Abb. 43. Gleitwiderstand der Gotenburger Rutschung (Abb. 41).

Schließlich ist in Abb. 41 auch noch die Verminderung des Gleitwiderstandes während des Abrutschens berechnet, und zwar nach dem im 5. Abschnitt gegebenen Näherungsverfahren. Danach sind nach der Rutschung noch 74% der ursprünglich vorhandenen Widerstandskräfte in der Gleitfläche verblieben.

Nach der Abb. 39 ist zum Abbremsen der Wucht des in Bewegung geratenen Rutschkörpers etwa dieselbe Wegstrecke nötig, die der Rutschkörper bis zum vollen Anstieg der Rutschgeschwindigkeit oder — was dasselbe ist — bis zum Einsetzen der negativen T' -Kräfte zurückgelegt hat. Der Rutschkörper würde also — wenn keine Bewegungsenergie vorhanden wäre — nach Zurücklegen der halben Wegstrecke gerade schon durch die verminderten Gleitwiderstandskräfte im Gleichgewicht gehalten werden können. Da nun die statisch erforderlichen Widerstandskräfte annähernd geradlinig mit dem Gleitweg abfallen, so ist der nach der Rutschung noch vorhandene Gleitwiderstand näherungsweise das Mittel aus dem vor und nach der Rutschung statisch erforderlichen Gleitwiderstand. Nach Petterson entsprach der Querschnitt nach der Rutschung einem Reibungsbeiwert μ von 0,073 (s. weiter vorstehend), während vor der Rutschung nach seinen Angaben ein μ von 0,171 erforderlich war; also ist nach der Rutschung etwa vorhanden:

$$\mu_{\infty} \approx \frac{0,171 + 0,073}{2} = 0,122,$$

was einem Abfall des Gleitwiderstandes auf $\frac{0,122}{0,171} = 0,713 =$

71,3% gleichkommt. Dieser Wert weicht von dem in Abb. 41 berechneten von 74% nicht allzuviel ab, zumal wenn man bedenkt, daß in Götterburg die Berechnung für Gleitfläche I und ohne Porenwasserüberdruck durchgeführt wurde.

Bei der statischen Untersuchung des wiederhergestellten (verstärkten) Bauwerkes ist damit zu rechnen, daß in der einmal ausgebildeten früheren Gleitfläche dauernd nur der herabgeminderte Gleitwiderstand vorhanden ist, im vorliegenden Falle also nur 74% [d. h. $\tau = 0,74 \cdot 0,28 r = 0,21 r$ oder $\tau = 0,74 (1,0 + 0,14 r) = 0,74 t/m^2 + 0,104 r$ oder $\tau = 0,74 \cdot 2,06 = 1,52 t/m^2$].

Für die Rutschzeit erhält man bei schematischer Anwendung der Gleichung (34a) für Gleitfläche II mit $G = 328 + 818 = 1146 t$, wenn der Drehwinkel φ_0 des Rutschkörpers auf Grund des Profilvergleiches zu rund $7,2^\circ = 8^\circ = 0,126$ angenommen wird:

$$t_0 \approx \pi \sqrt{\frac{0,126}{2} \cdot \frac{1146}{9,81} \cdot \frac{48,5}{57,0} \cdot \cos(0,35 \cdot 119,1^\circ)} \approx 7,0 \text{ sek.}$$

Es wurde aber schon im 5. Teil angedeutet, daß mit dem vollen Gewicht des Rutschkörpers, also ohne Wasserauftrieb, zu rechnen ist, denn das Wasser in den Poren der Erdkörper muß die Rutschbewegung mitmachen, trägt also ebenfalls zur Bildung der Trägheitskraft T' bei. Für Gleitfläche II erhält man ohne Auftrieb ein Gesamtgewicht von rund 2590 t und damit nach Formel (34a):

$$t_0 \approx \pi \sqrt{\frac{0,126}{2} \cdot \frac{2590}{9,81} \cdot \frac{48,5}{57,0} \cdot \cos(0,35 \cdot 119,1^\circ)} \approx 10,5 \text{ sek.}$$

Die Götterburger Rutschung hat sich danach innerhalb von etwa 10 Sekunden ereignet.

Es mag noch eingewendet werden, daß bei der Ermittlung der Gleitwiderstandsverminderung in Abb. 41 doch auch das volle Gewicht des Rutschkörpers hätte eingesetzt werden müssen; doch ist unschwer einzusehen, daß es hinsichtlich der Größe von T'_0 (und damit auch für T'_n und weiter für die übrigen T' -Kräfte) gleichgültig ist, wie man rechnet. Wenn man nämlich — wie gefordert — ohne Auftrieb, also mit dem vollen Gewicht des Gleitkörpers rechnet, so muß man längs der Gleitfläche auch die hydrostatischen Wasserdrücke mitberücksichtigen, wodurch man dann zu demselben Ergebnis gelangt, als wenn man von vornherein mit Auftrieb rechnet⁴⁰.

⁴⁰) Ausführlichere Beweisführung s. „Schweiz. Bauzeitung“ 109 (1937), S. 298.

7. Die logarithmische Spirale als Gleitkurve bei Böschungsberechnungen

Die logarithmische Spirale ist schon verschiedentlich als Gleitkurve benutzt oder empfohlen worden⁴¹). Sie hat gegenüber dem Kreis den Vorteil, einen gleichbleibenden Winkel zwischen Fahrstrahl und Gleitfläche zu besitzen (nämlich gleich $\frac{\pi}{2} - \varrho$), so daß sich die Wirkungslinien der Erdspannungen längs der Gleitfläche von vornherein alle in einem Punkte — dem Pol der Spirale — schneiden (vgl. Abb. 44), anstatt, wie beim Kreis und allen anderen Gleitkurven, eine Kurve (z. B. $R \cdot \sin \varrho$ -Kreis) zu berühren. Dadurch wird die statische Behandlung einfacher als bei kreisförmigen Gleitflächen, weil es zur Festlegung der Lage der Gleitflächenmittelpunkte Q nicht mehr nötig ist, besondere Hilfsmittel — wie z. B. die v_R -Werte bei Gleitkreisen — heranzuziehen.

Diesem Vorteil der logarithmischen Spirale stehen allerdings auch einige Nachteile gegenüber: Es muß mit gleichbleibendem Reibungsbeiwert μ gerechnet und die erforderliche Gleitfestigkeit k gesucht werden. Die Umkehrung dieser Aufgabe, bei gegebener Festigkeit k (die natürlich auch gleich Null sein kann) den für das Gleichgewicht erforderlichen Reibungsbeiwert μ zu finden, läßt sich nur schwierig oder nur näherungsweise⁴²) lösen. Besonders nachteilig ist aber, daß die im vorigen Abschnitt gezeigte einfache Berücksichtigung von Porenwasserüberdruck bei der logarithmischen Spirale nicht möglich ist, weil die Lage der Gleitflächennormalkraft N nicht in ähnlich einfacher Weise festliegt wie beim Kreis. Bei zeichnerischen Untersuchungen ist die Spirale außerdem dadurch im Nachteil, daß die Gleitkurve nicht so leicht aufzuzeichnen ist wie ein Gleitkreis. Das punktweise Berechnen der Kurve ist umständlich; man hilft sich durch besondere Schablonen oder Unter-

⁴¹) So z. B. von E. Kramer (Zeitschr. f. Bauwesen 1879, S. 521) und J. Schultze (Beton und Eisen 1915, S. 285) für Erddruckberechnungen, von J. W. Schwedler (Zeitschr. f. Bauwesen 1889) und dem Verfasser (Bautechnik 1938, S. 244 und S. 760) für die Ermittlung des Erdwiderstandes und von L. Rendulic (Bauingenieur 1935, S. 230) und dem Verfasser (2. Talsperrenkongreß Washington 1936, Vol. IV, S. 357 und 358) für die Berechnung der Standsicherheit von Böschungen.

⁴²) Man könnte beispielsweise von der Annahme ausgehen, daß sich die für einen geschätzten μ -Wert aufgezeichnete Gleitkurve mit μ nicht ändert, und dann den Pol suchen, für den die Momente zu Null werden.

lagblätter. — Der Form nach weicht die Spirale nur wenig vom Kreis ab, wie Abb. 45 zeigt.

Aus den angeführten Gründen werden Berechnungen mit spiralförmigen Gleitflächen nicht so vielseitige Anwendung

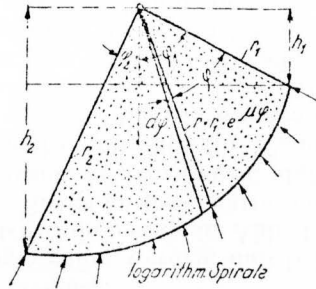


Abb. 44. Bezeichnungen für spiralförmige Gleitflächen.

finden, wie es bei kreisförmigen Gleitflächen der Fall ist. Der Vorteil der logarithmischen Spirale liegt m. E. mehr auf rechnerischem Gebiet (Behandlung einfacher, immer wiederkehrender Sonderfälle); für zeichnerische Untersuchungen, wie sie für die meisten baupraktischen Aufgaben in Frage kommen, wird man wohl fast immer am einfachsten mit Gleitkreisen rechnen. Es kommt daher vor allem darauf an, für das Rechnen mit spiralförmigen Gleitflächen

ein einfaches rechnerisches Verfahren

anwenden zu können. Über ein solches Verfahren ist nachstehend in Kürze berichtet. Eine ausführlichere Behandlung ist an anderer Stelle vorgesehen.

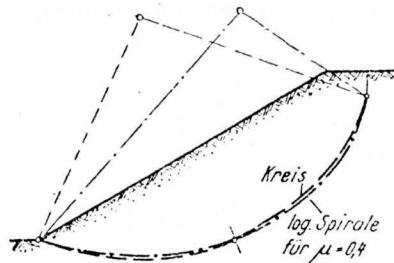


Abb. 45. Vergleich zwischen kreis- und spiralförmiger Gleitfläche.

Für das Anschreiben des Kräftegleichgewichts an Gleitkörpern mit spiralförmigen Gleitflächen braucht man das Moment des Eigengewichts eines von der Spirale und zwei Leitstrahlen begrenzten Erdkörpers (Abb. 44) und das Moment der von der Festigkeit k herrührenden Widerstandskräfte längs der Gleitfläche. Alle Momente werden auf den Pol der Spirale bezogen.

Für das Eigengewichtsmoment M_{Sp} der erwähnten Spirallfläche erhält man mit den Bezeichnungen der Abb. 44:

$$M_{Sp} = \int_0^{\varphi_1 + \varphi_2} \gamma \cdot \frac{r^2 d\varphi}{2} \cdot \frac{2}{3} r \sin(\varphi_1 - \varphi)$$

und nach Einsetzung der Gleichung der logarithmischen Spirale

$$r = r_1 \cdot e^{\mu\varphi}$$

$$M_{Sp} = \frac{\gamma r_1^3}{3} \int_0^{\varphi_1 + \varphi_2} e^{3\mu\varphi} \cdot \sin(\varphi_1 - \varphi) d\varphi = \frac{\gamma r_1^3}{3} \cdot \frac{e^{3\mu\varphi}}{1 + 9\mu^2} [\cos(\varphi_1 - \varphi) + 3\mu \sin(\varphi_1 - \varphi)] \Big|_0^{\varphi_1 + \varphi_2}$$

$$= \frac{\gamma}{3(1 + 9\mu^2)} [r_2^3 (\cos \varphi_2 - 3\mu \sin \varphi_2) - r_1^3 (\cos \varphi_1 + 3\mu \sin \varphi_1)]$$

oder, wenn man die Sinus- und Cosinusfunktionen durch die Tangensfunktionen

$$t_1 = \text{tg } \varphi_1 \quad \text{oder} \quad t_2 = \text{tg } \varphi_2$$

ersetzt und außerdem beachtet:

$$r_2 \cdot \cos \varphi_2 = h_2 \quad \text{und} \quad r_1 \cdot \cos \varphi_1 = h_1$$

$$M_{Sp} = \frac{\gamma}{3(1 + 9\mu^2)} [(1 + t_2^2)(1 - 3\mu t_2) h_2^3 - (1 + t_1^2)(1 + 3\mu t_1) h_1^3] \dots (37)$$

In ähnlicher Weise erhält man für das Moment der Widerstandskräfte aus der Gleitfestigkeit k :

$$M_K = \int_0^{\varphi_1 + \varphi_2} k \cdot r d\varphi \cdot r = k \cdot r_1^2 \int_0^{\varphi_1 + \varphi_2} e^{2\mu\varphi} d\varphi = \frac{k}{2\mu} (r_2^2 - r_1^2)$$

oder in Tangensfunktionen:

$$M_K = \frac{k}{2\mu} [(1 + t_2^2) h_2^2 - (1 + t_1^2) h_1^2] \dots (38)$$

Als erstes Beispiel sei die erforderliche Gleitfestigkeit k für eine unter θ geneigte Böschung berechnet, wobei voraus-

Zahlenwerte

der Funktion $F_{\mu}(t) = \frac{e^{\mu \cdot \arctan t}}{1+t^2} = \cos \varphi \cdot e^{\mu \varphi}$ mit $t = \operatorname{tg} \varphi$.

t	μ = 0,10		μ = 0,20		μ = 0,30		μ = 0,40		μ = 0,50		μ = 0,60		t
	F(t) + 0,1	F(t) - 0,1	F(t) + 0,2	F(t) - 0,2	F(t) + 0,3	F(t) - 0,3	F(t) + 0,4	F(t) - 0,4	F(t) + 0,5	F(t) - 0,5	F(t) + 0,6	F(t) - 0,6	
0,00	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	0,00
0,05	1,0038	0,9938	1,0037	0,9838	1,0138	0,9839	1,0189	0,9790	1,0210	0,9741	1,0292	0,9693	0,05
0,10	1,0050	0,9852	1,0150	0,9754	1,0252	0,9657	1,0355	0,9561	1,0459	0,9467	1,0564	0,9373	0,10
0,15	1,0038	0,9743	1,0189	0,9599	1,0311	0,9457	1,0496	0,9318	1,0654	0,9189	1,0814	0,9044	0,15
0,20	1,0001	0,9614	1,0201	0,9426	1,0404	0,9212	1,0611	0,9061	1,0823	0,8881	1,1039	0,8710	0,20
0,25	0,9912	0,9467	1,0189	0,9237	1,0441	0,9014	1,0760	0,8796	1,0966	0,8584	1,1238	0,8375	0,25
0,30	0,9762	0,9303	1,0153	0,9036	1,0454	0,8776	1,0763	0,8521	1,1081	0,8279	1,1409	0,8011	0,30
0,35	0,9562	0,9126	1,0096	0,8821	1,0442	0,8532	1,0799	0,8219	1,1169	0,7976	1,1551	0,7712	0,35
0,40	0,9313	0,8938	1,0019	0,8604	1,0408	0,8283	1,0811	0,7974	1,1230	0,7676	1,1666	0,7390	0,40
0,45	0,9013	0,8742	0,9924	0,8389	1,0353	0,8033	1,0800	0,7700	1,1266	0,7381	1,1753	0,7076	0,45
0,50	0,8669	0,8539	0,9813	0,8152	1,0279	0,7783	1,0767	0,7439	1,1278	0,7093	1,1813	0,6772	0,50
0,55	0,8214	0,8332	0,9639	0,7924	1,0189	0,7535	1,0714	0,7166	1,1267	0,6814	1,1848	0,6480	0,55
0,60	0,7651	0,8124	0,9551	0,7697	1,0084	0,7291	1,0641	0,6903	1,1235	0,6514	1,1859	0,6200	0,60
0,65	0,6982	0,7915	0,9409	0,7472	0,9967	0,7053	1,0538	0,6658	1,1185	0,6285	1,1848	0,5933	0,65
0,70	0,6208	0,7707	0,9257	0,7250	0,9840	0,6821	1,0459	0,6417	1,1118	0,6037	1,1818	0,5679	0,70
0,75	0,5332	0,7501	0,9099	0,7034	0,9704	0,6596	1,0319	0,6185	1,1036	0,5799	1,1770	0,5438	0,75
0,80	0,4354	0,7299	0,8937	0,6823	0,9561	0,6378	1,0223	0,5962	1,0942	0,5573	1,1706	0,5209	0,80
0,85	0,3375	0,7101	0,8772	0,6618	0,9413	0,6168	1,0100	0,5748	1,0837	0,5357	1,1623	0,4993	0,85
0,90	0,2398	0,6908	0,8606	0,6420	0,9261	0,5966	0,9965	0,5544	1,0722	0,5153	1,1538	0,4789	0,90
0,95	0,1422	0,6720	0,8440	0,6228	0,9106	0,5772	0,9825	0,5350	1,0600	0,4959	1,1437	0,4596	0,95
1,00	0,0449	0,6537	0,8274	0,6043	0,8950	0,5587	0,9681	0,5165	1,0472	0,4775	1,1328	0,4411	1,00
1,05	0,0478	0,6360	0,8109	0,5865	0,8793	0,5409	0,9535	0,4989	1,0339	0,4609	1,1211	0,4242	1,05
1,10	0,0511	0,6189	0,7946	0,5691	0,8636	0,5239	0,9387	0,4821	1,0202	0,4456	1,1088	0,4081	1,10
1,15	0,0548	0,6024	0,7786	0,5530	0,8481	0,5077	0,9238	0,4661	1,0062	0,4279	1,0960	0,3929	1,15
1,20	0,0598	0,5865	0,7628	0,5373	0,8326	0,4922	0,9089	0,4509	0,9921	0,4131	1,0829	0,3785	1,20
1,25	0,0653	0,5712	0,7473	0,5222	0,8174	0,4774	0,8940	0,4365	0,9778	0,3991	1,0695	0,3649	1,25
1,30	0,0663	0,5564	0,7322	0,5077	0,8023	0,4633	0,8792	0,4228	0,9635	0,3859	1,0558	0,3521	1,30
1,35	0,0635	0,5421	0,7174	0,4939	0,7875	0,4499	0,8646	0,4098	0,9492	0,3733	1,0420	0,3400	1,35
1,40	0,0639	0,5285	0,7029	0,4806	0,7730	0,4370	0,8501	0,3974	0,9349	0,3614	1,0281	0,3286	1,40
1,45	0,0625	0,5151	0,6889	0,4679	0,7588	0,4248	0,8359	0,3856	0,9207	0,3501	1,0142	0,3178	1,45
1,50	0,0610	0,5028	0,6752	0,4557	0,7449	0,4131	0,8218	0,3744	0,9067	0,3391	1,0003	0,3076	1,50
1,55	0,0590	0,4906	0,6619	0,4440	0,7313	0,4019	0,8080	0,3637	0,8928	0,3292	0,9865	0,2979	1,55
1,60	0,0565	0,4790	0,6489	0,4329	0,7180	0,3912	0,7945	0,3535	0,8792	0,3195	0,9728	0,2888	1,60
1,65	0,0543	0,4678	0,6363	0,4222	0,7051	0,3810	0,7813	0,3438	0,8657	0,3103	0,9592	0,2801	1,65
1,70	0,0525	0,4570	0,6241	0,4119	0,6925	0,3712	0,7683	0,3346	0,8524	0,3016	0,9458	0,2718	1,70
1,75	0,0511	0,4466	0,6123	0,4020	0,6802	0,3619	0,7556	0,3258	0,8394	0,2933	0,9325	0,2640	1,75
1,80	0,0501	0,4366	0,6008	0,3926	0,6682	0,3530	0,7432	0,3174	0,8266	0,2853	0,9194	0,2565	1,80
1,85	0,0495	0,4270	0,5896	0,3835	0,6565	0,3444	0,7311	0,3093	0,8141	0,2778	0,9065	0,2494	1,85
1,90	0,0492	0,4178	0,5788	0,3748	0,6452	0,3362	0,7192	0,3016	0,8018	0,2706	0,8938	0,2427	1,90
1,95	0,0492	0,4089	0,5683	0,3661	0,6344	0,3284	0,7077	0,2942	0,7897	0,2637	0,8813	0,2363	1,95
2,00	0,0496	0,4003	0,5581	0,3584	0,6234	0,3208	0,6964	0,2872	0,7779	0,2571	0,8690	0,2301	2,00
2,10	0,0481	0,3841	0,5386	0,3432	0,6028	0,3067	0,6747	0,2740	0,7551	0,2448	0,8451	0,2187	2,10
2,20	0,0461	0,3691	0,5202	0,3292	0,5833	0,2936	0,6540	0,2618	0,7333	0,2335	0,8221	0,2083	2,20
2,30	0,0447	0,3550	0,5029	0,3161	0,5648	0,2815	0,6343	0,2506	0,7124	0,2232	0,8001	0,1987	2,30
2,40	0,0436	0,3419	0,4866	0,3040	0,5473	0,2703	0,6156	0,2403	0,6925	0,2136	0,7789	0,1899	2,40
2,50	0,0418	0,3297	0,4712	0,2927	0,5308	0,2599	0,5979	0,2307	0,6734	0,2048	0,7596	0,1818	2,50
2,60	0,0404	0,3183	0,4567	0,2822	0,5151	0,2502	0,5810	0,2218	0,6553	0,1967	0,7391	0,1743	2,60
2,70	0,0392	0,3075	0,4429	0,2723	0,5002	0,2412	0,5649	0,2135	0,6386	0,1891	0,7205	0,1674	2,70
2,80	0,0380	0,2975	0,4299	0,2631	0,4861	0,2327	0,5496	0,2058	0,6214	0,1820	0,7026	0,1610	2,80
2,90	0,0369	0,2880	0,4176	0,2544	0,4727	0,2248	0,5351	0,1986	0,6056	0,1755	0,6855	0,1550	2,90
3,00	0,0358	0,2791	0,4060	0,2463	0,4600	0,2174	0,5212	0,1919	0,5905	0,1691	0,6691	0,1495	3,00

Zusammengestellt lauten die für die Aufgabe nach Abb. 46 benötigten Formeln:

$$\left. \begin{aligned}
 t_2 &= \frac{l-B}{h+H}; \quad F_{-\mu}(t_1) = \frac{h_k'' + H}{h+H} \cdot F_{\mu}(t_2) \\
 M_{Sp} &= \frac{\gamma}{3(1+9\mu^2)} [(1+t_2^2)(1-3\mu t_2)(h+H)^3 \\
 &\quad - (1+t_1^2)(1+3\mu t_1)(h_k''+H)^3] \\
 M_{\Delta} &= \frac{\gamma}{6} [t_2^2(h+H)^3 - t_1^2(h_k''+H)^3 - h(l^2-3B(l-B)) \\
 &\quad + 3h_k'' t_1^2 (h_k''+H)^2] \\
 m_K &= \frac{1}{2\mu} [(1+t_2^2)(h+H)^2 - (1+t_1^2)(h_k''+H)^2] \\
 k &= \frac{1}{m_K} (M_{Sp} + M_{\Delta}).
 \end{aligned} \right\} (42)$$

Für $h_k'' = 0$ (volle Aufnahme von Zugspannungen) kann man hiernach für k anschreiben:

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{3}{\mu} \left[(1+t_2^2) \left(1 + \frac{H}{h}\right)^2 - (1+t_1^2) \left(\frac{H}{h}\right)^2 \right] \cdot \frac{k}{\gamma h} &= \\
 = \frac{2}{1+9\mu^2} \left[(1+t_2^2)(1-3\mu t_2) \left(1 + \frac{H}{h}\right)^3 \right. \\
 &\quad \left. - (1+t_1^2)(1+3\mu t_1) \left(\frac{H}{h}\right)^3 \right] + t_2^2 \left(1 + \frac{H}{h}\right)^3 \\
 &\quad - t_1^2 \left(\frac{H}{h}\right)^3 - \cot g^2 \vartheta + 3 \frac{B}{h} \left(\cot g \vartheta - \frac{B}{h} \right).
 \end{aligned} \right\} (43)$$

Diese Gleichung habe ich vor einigen Jahren (2. Talsperrenkongress Washington 1936, Vol. IV, S. 358) in der folgenden, für die Ausrechnung ungünstigeren Form angegeben:

$$\begin{aligned}
 \frac{3}{\mu} (\sin i \cdot e^{\mu \varphi} - \sin m) (e^{2\mu \varphi} - 1) \cdot \frac{k}{\gamma h} &= \\
 = [\cos^2 i (\sin i - \operatorname{tg} \vartheta \cos i) + \frac{2}{1+9\mu^2} (\sin i - 3\mu \cos i)] e^{3\mu \varphi} \\
 - \cot g^2 \vartheta [(\sin i - \operatorname{tg} \vartheta \cos i) e^{\mu \varphi} - \sin m]^3 - \sin m \cos^2 m \\
 - \frac{2}{1+9\mu^2} (\sin m + 3\mu \cos m) \quad \text{mit } \varphi = \varphi_1 + \varphi_2 = \pi - i - m \\
 \text{und } i = \pi/2 - \varphi_2; \quad m = \pi/2 - \varphi_1.
 \end{aligned}$$

W. Fellenius hat nachgewiesen, daß für manche Fälle (große Festigkeit, geringe Reibung) die Gleitfläche durch den Fußpunkt der Böschung nicht die ungünstigste ist¹⁵⁾. Es sind dann tiefer im Untergrund verlaufende Gleitflächen nach Abb. 47 zu untersuchen. Hierfür gelten mit Ausnahme für t_2 und M_{Δ}

ebenfalls die Formeln (42). t_2 ist jetzt als unabhängige Veränderliche vorweg anzunehmen⁴⁴⁾. Für M_{Δ} ist einzusetzen:

$$M_{\Delta} = \frac{\gamma}{6} [t_2^2 (h + H)^3 - t_1^2 (h_K'' + H)^3 - \frac{1}{4} h l^2 + 3 t_1^2 h_K'' (h_K'' + H)^2].$$

Hierbei ist $B = \frac{l}{2}$ vorausgesetzt, da sich zeigt, daß der Pol auf der durch $B = \frac{l}{2}$ festgelegten Lotrechten liegt. Denkt man

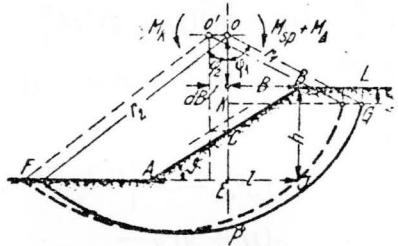


Abb. 47. Tiefer liegende spiralförmige Gleitflächen.

sich nämlich die Gleitfläche um den kleinen Betrag dB seitwärts verschoben, wie in Abb. 47 eingezeichnet, so bleiben M_{Sp} und M_{Δ} für den neuen Pol $0'$ unverändert; nur M_{Δ} verändert sich um

$$dM_{\Delta} = -dB \cdot h \cdot \left(B - \frac{l}{2}\right),$$

weil für den neuen Pol ein Streifen längs der Böschung mehr abzuziehen ist. Für die ungünstigste Lage der Gleitfläche muß gelten $\frac{dM}{dB} = 0$, woraus folgt:

$$\frac{dM}{dB} = -h \left(B - \frac{l}{2}\right) = 0 \quad \text{oder} \quad B = \frac{l}{2}.$$

Der Pol der ungünstigsten Gleitfläche liegt also auf einer Lotrechten, die die Böschung in halber Höhe trifft⁴⁵⁾.

⁴⁴⁾ Man kann natürlich hier auch t_1 vorweg annehmen und dann t_2 berechnen.

⁴⁵⁾ Dieses Ergebnis wurde für $\mu = 0$, also für kreisförmige Gleitflächen und für Erde ohne innere Reibung, bereits von Fellenius gefunden. Wie man sieht, gilt es für spiralförmige Gleitflächen allgemein für beliebige Reibung. Ebenso gilt die von Fellenius abgeleitete Gesetzmäßigkeit, daß der Pol auch für beliebig begrenzte Böschung auf einer ganz bestimmten Lotrechten liegt ($B \cdot h =$ Böschungsfäche ABJ) für beliebige Reibungsbeiwerte.

Die ungünstigste Gleitfläche ist allgemein dort anzunehmen, wo sich für das zum Gleichgewicht erforderliche k ein Größtwert ergibt. Dort ist die sich gegebenenfalls wirklich ausbildende Gleitfläche zu erwarten. Will man die Lage der ungünstigsten Gleitfläche möglichst genau ermitteln, so kann man eine größere Anzahl von Gleitflächen untersuchen, was aber den Umfang der Rechenarbeit sehr erhöht. Vorteilhafter ist es meistens, die ungünstigste Gleitfläche dadurch zu suchen, daß man kleine Änderungen der Gleitflächenlage in Betracht zieht, wie es schon an Hand der Abb. 47 geschehen ist.

Es wurde gefunden, daß der Pol für die ungünstigste Gleitfläche in Abb. 47 auf der strichpunktiert eingezeichneten Lotrechten $B = \frac{l}{2}$ liegen muß. Hat man nun eine Gleitfläche beliebig angenommen, so wird das für diese Gleitfläche erforderliche k im allgemeinen nicht den Größtwert k_{\max} erreichen. Für die ungünstigste Gleitfläche mit k_{\max} wird sowohl ein anderes H als auch ein anderes t_2 gelten, als es zunächst angenommen wurde. Man kann nun bei gleichbleibendem t_2 -Wert das vorläufig gewählte H um den kleinen Betrag δH vergrößern und dann nachsehen, welche kleine Änderung δk notwendig ist, damit die benachbarte neue Gleitfläche ebenfalls im Gleichgewicht ist, und ebenso kann man bei gleichbleibender Pollage H den Wert t_2 um den kleinen Betrag δt_2 vergrößern und für $t_2 + \delta t_2$ ebenfalls die Änderung δk ermitteln. Man erhält dadurch die Differentialquotienten

$$\frac{\delta k}{\delta H} \quad \text{und} \quad \frac{\delta k}{\delta t_2}.$$

Für die ungünstigste Gleitfläche gilt:

$$k = \max \quad \text{oder} \quad \frac{\delta k}{\delta H} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\delta k}{\delta t_2} = 0.$$

Wird nun für eine angenommene Gleitfläche z. B. ein positives

$\frac{\delta k}{\delta H}$ und ein negatives $\frac{\delta k}{\delta t_2}$ gefunden, so muß für die zweite Gleit-

fläche ein größeres H und ein kleineres t_2 angenommen werden, wenn man der ungünstigsten Gleitfläche näherkommen will. Man kann sich durch solches schrittweises Vorgehen ziemlich schnell der ungünstigsten Gleitfläche nähern, ohne viele Gleitflächen untersuchen zu müssen.

Der Kürze halber wird hier auf die Ableitung der Formeln für $\frac{\delta k}{\delta \dots}$ verzichtet. Auch die Vorführung eines Zahlenbeispiels

muß der ausführlicheren Veröffentlichung vorbehalten bleiben. Es werden nachstehend nur die fertigen Formeln angegeben.

Mit den Abkürzungen:

$$T_1 = \frac{1+t_1^2}{t_1+\mu}; \quad T_1' = \frac{1-\mu t_1}{t_1+\mu}; \quad T_1'' = \frac{2\mu t_1}{t_1+\mu}; \quad T_2' = \frac{1+\mu t_2}{1+t_2^2};$$

$$T_2'' = \frac{t_2-\mu}{1+t_2^2};$$

$$M = \frac{3M_{Sp} - 2k \cdot m_K}{h+H}; \quad g = \gamma t_1 h_K''; \quad \bar{M} = M - T_1(k-g) \frac{(h_K''+H)^2}{h+H};$$

$$A = \frac{\gamma}{k} \cdot \frac{t_1^2}{T_1}; \quad C = T_1(k - T_2'' \cdot g); \quad D = T_1 \cdot k - T_1' \cdot g$$

erhält man

für Abb. 47:

$$\frac{\delta k}{\delta H} \cdot m_K = M + T_1 [k(h - h_K'') + g(h_K'' + H)] \frac{h_K'' + H}{h + H} +$$

$$+ D(h_K'' + H) \cdot \frac{\delta h_K''}{\delta H} - g(T_1' - T_1'' \cdot \frac{h_K'' + H}{h + H})(h_K'' + H) +$$

$$+ \frac{1}{2} \gamma [t_2^2(h + H)^2 - t_1^2(h_K'' + H)^2]$$

$$\text{mit } \frac{\delta h_K''}{\delta H} \cdot [A(h_K'' + H) - 1] = \frac{h - h_K''}{h + H};$$

$$\frac{\delta k}{\delta t_2} \cdot m_K = T_2'' \cdot M(h + H) - C(h_K'' + H)^2 + D(h_K'' + H) \cdot \frac{\delta h_K''}{\delta t_2} -$$

$$- k(h + H)^2$$

$$\text{mit } \frac{\delta h_K''}{\delta t_2} \cdot \left[A - \frac{1}{h_K'' + H} \right] = -T_2'';$$

für Abb. 46:

$$\frac{\delta k}{\delta H} \cdot m_K = T_2' \cdot \bar{M} + D(h_K'' + H) \cdot \left(1 + \frac{\delta h_K''}{\delta H} \right) +$$

$$+ t_2 \left[k + \frac{1}{2} \gamma t_2(h + H) \right] (h + H) - \frac{1}{2} \gamma t_1^2 (h_K'' + H)^2$$

$$\text{mit } \frac{\delta h_K''}{\delta H} \cdot [A(h_K'' + H) - 1] = 1 - T_2' \cdot \frac{h_K'' + H}{h + H};$$

$$\frac{\delta k}{\delta B} \cdot m_K = -T_2'' \cdot \bar{M} + D(h_K'' + H) \cdot \frac{\delta h_K''}{\delta B} + k(h + H) +$$

$$+ \frac{1}{2} \gamma h(l - 2B) - g(h_K'' + H)$$

$$\text{mit } \frac{\delta h_K''}{\delta B} \cdot \left[A - \frac{1}{h_K'' + H} \right] = \frac{T_2''}{h + H}.$$

Wie leicht zu übersehen ist, sind die vorstehenden Gleichungen besonders durch die Berücksichtigung von h_K'' umständlicher geworden. Ohne h_K'' , also für $h_K'' = 0$ (volle Aufnahme der Zugspannungen im Gelände) hat man einfacher

$$\left(\text{wenn jetzt } \bar{M} = M - T_1 \cdot k \cdot \frac{H^2}{h+H} \right)$$

für Abb. 47:

$$\frac{\delta k}{\delta H} \cdot m_K = M + T_1 \cdot k \cdot \frac{h \cdot H}{h + H} + \frac{1}{2} \gamma [t_2^2(h + H)^2 - t_1^2 H^2];$$

$$\frac{\delta k}{\delta t_2} \cdot m_K = T_2'' \cdot \bar{M}(h + H) - k(h + H)^2;$$

für Abb. 46:

$$\frac{\delta k}{\delta H} \cdot m_K = T_2' \cdot \bar{M} + k[t_2(h + H) + T_1 \cdot H] + \frac{1}{2} \gamma [t_2^2(h + H)^2 - t_1^2 H^2];$$

$$\frac{\delta k}{\delta B} \cdot m_K = -T_2'' \cdot \bar{M} + k(h + H) + \frac{1}{2} \gamma h(l - 2B).$$

In den vorstehenden Formeln sind die Änderungen δM der einzelnen Momente geometrisch in derselben Weise ermittelt, in der auch die Formeln (42) hier abgeleitet wurden. Ein solches Vorgehen ist einfacher, als die δM durch Differenzieren der Gleichung (42) zu erhalten. Auszugehen ist in jedem Falle von dem Ansatz:

$$\delta k \cdot m_K = \delta M_{Sp} + \delta M_{\Delta} - \delta M_K.$$

Schlußbetrachtung

Wenn in dem vorliegenden Heft nur die rein statische Seite der Standsicherheits-Untersuchung von Böschungen behandelt wurde, so sei demgegenüber zum Schluß nachdrücklichst darauf hingewiesen, daß eine ausreichende Untersuchung des Baugrundes, vor allem die einwandfreie Ermittlung des Gleitwiderstandes, der Erdschichtung und der Grundwasserverhältnisse, mindestens ebenso wichtig ist wie die Aufstellung einer

den wirklichen Verhältnissen gerecht werdenden statischen Untersuchung. Es braucht ja nur daran erinnert zu werden, daß für den Sicherheitsgrad angeschrieben wurde:

$$\eta = \frac{\tau_{\text{vorh}}}{\tau_{\text{erf}}}$$

Durch die Baugrunduntersuchungen wird nicht nur der vorhandene Gleitwiderstand τ_{vorh} versuchsmäßig ermittelt, sondern auch die Grundlage für den Kräfteansatz (Erdschichtung, Wasserdruckverhältnisse) in der statischen Berechnung geschaffen. Die Prüfung der Baugrundwertigkeit ist damit nicht nur die notwendige Voraussetzung für die Garantie des angesetzten τ_{vorh} , sondern es wird durch sie in vielen Fällen erst die Möglichkeit geschaffen, auch τ_{erf} richtig zu ermitteln. Ohne ausreichende und sachgemäße Baugrunduntersuchungen ist daher auch die sorgfältigste statische Berechnung ziemlich wertlos; sie kann sogar vom Übel sein, wenn eine Sicherheit vorgetäuscht wird, die in Wirklichkeit nicht vorhanden ist. Andererseits veranlaßt eine ungenügende Untersuchung des Untergrundes dazu, die Sicherheitszahl η sehr vorsichtig anzunehmen, was in wirtschaftlicher Hinsicht in vielen Fällen eine Verschwendung von Arbeitsleistungen und Baustoffen bedeutet.

Wenn nun auch die Baugrunduntersuchungen den wichtigsten Teil bei der Ermittlung der vorhandenen Sicherheit gegen Abrutschen darstellen, so bleibt daneben aber doch die Aufgabe bestehen, auch die statische Untersuchung selbst so durchzuführen, daß die wirklichen Kräfteverhältnisse möglichst weitgehend erfaßt werden. Zur Lösung dieser Aufgabe liefert die vorliegende Arbeit einige Beiträge. Nicht jedes der angegebenen Verfahren mag so einfach erscheinen, wie es der Titel dieses Buches verspricht; bei der vorstehend angedeuteten Zielsetzung einer möglichst wirklichkeitsgetreuen Berechnung konnte aber nicht das einfachste Verfahren schlechthin gegeben werden, sondern es mußte versucht werden, die wirklichen Verhältnisse auf einfachste Weise zu erfassen oder verwickelte Verfahren soweit als möglich zu vereinfachen.

Die vorliegende Arbeit soll auch dazu anregen, die bei Erdbauten immer wieder vorkommenden Rutschungen eingehender zu untersuchen, da diese unbestreitbar noch viel zu wenig ausgewertet werden. Wenn die Natur uns in Gestalt einer eingetretenen Rutschung selber den Bruch des Baugrundes vor-

führt, so liegt es an uns, nun diese Fälle theoretisch durchzurechnen, um dadurch den wirklich vorhandenen Gleitwiderstand zu finden. Die auf diese Weise erhaltenen Bruchwerte besitzen mindestens die gleiche Zuverlässigkeit wie die im Prüfraum ermittelten Werte, weil letztere nicht immer ganz frei von Versuchsfehlern zu erhalten sind und auch den infolge des Formänderungs-Einflusses des Erdkörpers nur einzusetzenden mittleren Bruchwert τ_m (Abb. 35) vielfach nicht genau genug erkennen lassen. Durch die Klarstellung der Ursache einer Rutschung werden die wirksamen Kräfte richtig erkannt, so daß sie für die weiteren Berechnungen des betreffenden Bauvorhabens entsprechend eingesetzt werden können.

Die Berechnung der Standsicherheit von Böschungen und Staudämmen*)

Von Professor Johann Ohde, Berlin

Rutschungen von Böschungen, Abhängen und anderen Geländesprüngen sind bekanntlich recht unangenehme Erscheinungen. Bei größerem Umfang können sie nicht nur sachlich und wirtschaftlich beträchtlichen Schaden anrichten, sondern auch Menschenleben in Gefahr bringen. Es ist daher das Bestreben verständlich, gegenüber der Rutschgefahr eine ausreichende Sicherheit nachweisen zu können. Dieser Nachweis ist nur durch Gegenüberstellung des vorhandenen Gleitwiderstandes und des statisch für Gleichgewicht erforderlichen Gleitwiderstandes möglich, weil die Beständigkeit eines Geländesprunges nach der Mohrschen Bruchhypothese nur gewährleistet ist, solange ein ausreichender Gleitwiderstand vorhanden ist.

Damit ist das Vorgehen bei der Berechnung der Rutschsicherheit schon halbwegs vorgezeichnet. In statischer Hinsicht sind einerseits die wirksamen Belastungen zu ermitteln und zu einer angreifenden Mittelkraft zusammenzusetzen, und zwar für solche krummen Flächen, die als Gleitflächen in Frage kommen können; andererseits ist für jede dieser angenommenen Gleitflächen die gleichgroße, aber entgegengesetzt gerichtete Widerstehende Mittelkraft anzusetzen, die aus Normal- und Schubspannungen längs jeder Gleitfläche folgt. In festigkeitsmechanischer Hinsicht ist sodann der statisch für Gleichgewicht erforderliche Schubwiderstand zu vergleichen mit dem größtmöglichen, vorhandenen Gleitwiderstand, indem das Verhältnis aus vorhandenem Gleitwiderstand und erforderlichem Schubwiderstand als Sicherheitszahl angesetzt wird¹⁾. Bis hierher gehen wir mit vielen bekannten Berechnungsverfahren einig. Die Unterschiede der Berechnungsverfahren beginnen im Grunde genommen erst bei der Frage nach dem Ansatz des höchstens vorhandenen Gleitwiderstandes.

Man kann vielleicht meinen, die Aufgabe rein versuchsmäßig lösen zu können. Das ist in der Tat bis zu einem gewissen Grade möglich, denn man kann in der Natur in verschiedener Tiefe gewachsene Erdproben ausstechen und im Prüfraum in der jeweils erforderlichen Weise untersuchen; man kann in einigen Fällen vielleicht auch Modellversuche durchführen unter Beachtung der Ähnlichkeitsgesetze. Jedoch ist ein solches Vorgehen im Einzelfalle wohl immer reichlich umständlich und ohne Kenntnis der Gleitwiderstandsgesetze kaum richtig durchführbar.

Am besten gehen wir also von vornherein von den Gleitwiderstandsgesetzen aus. Für sandige Erdschichten macht dies bekanntlich keine Schwierigkeiten, da das Coulombsche Reibungsgesetz ohne weiteres anwendbar ist. Auszunehmen sind nur jene Fälle, bei denen infolge lockerer Lagerung unter Wasserübersättigung und meist auch unter dem Strömungsdruck des Sickerwassers das Korngewebe zusammenbricht und das sandige Erdreich plötzlich breiartig mit großer Gewalt ausfließt. Solche Breirutschungen lassen sich nicht vorausberechnen, man weiß nur, daß sie eintreten können bei unverdichteter Sandschüttung oder lockerem, sandig-schluffigem Untergrund und ansteigendem oder strömendem Grundwasser.

Die meisten Rutschungen treten bekanntlich bei bindigem Untergrund auf, weil der Gleitwiderstand bindiger Erde bedeutend geringer ist als der Gleitwiderstand von Sand oder Schluff. Hinzu kommt noch der reibungsmindernde Einfluß des Porenwassers, der versuchsmäßig zwar schon längere Zeit bekannt ist, aber theoretisch erst in letzter Zeit befriedigend geklärt werden konnte. Gerade dieser Einfluß des Porenwassers ist es, den ich hier besonders hervorheben möchte, weil das Berechnungsverfahren durch diesen Einfluß grundlegend geändert wird.

Zunächst möchte ich — schon der Übersicht halber — kurz auf die bisherigen Hypothesen eingehen. Ich darf als bekannt voraussetzen, daß die ersten Versuche einer Deutung und Berechnung des Gleitwiderstandes von Ton von dem Coulombschen Reibungsgesetz ausgingen, wonach der Gleitwiderstand aus dem Reibungs- und Festigkeitsanteil zusammengesetzt ist und der Reibungsanteil im gleichen Verhältnis mit der wirksamen Pressung zunimmt. Diese von der Erddrucklehre her geläufige Hypothese wurde von Hultin, Fellenius, Krey und anderen auch für kreiszylindrische Gleitflächen nutzbar gemacht. Daß die Gleitflächen bei Ton-Rutschungen im allgemeinen gekrümmt verlaufen und von der Kreisform meist nur wenig abweichen, ist ja eine bekannte Tatsache, die sich theoretisch begründen läßt, aber auch durch die Erfahrung oft bestätigt wird. Die älteren Rutschungsuntersuchungen unter der Annahme kreisförmiger Gleitflächen und der Gültigkeit des einfachen Reibungsgesetzes erbrachten nun, aber in vielen Fällen ein unbefriedigendes Ergebnis, indem sich im Vergleich mit dem im Versuch erhaltenen Gleitwiderstand so große Sicherheiten ergaben, daß die Rutschungen eigentlich nicht hätten eintreten dürfen. Da durch die Rutschungen selbst aber der Gegenbeweis erbracht war, so konnte es in diesen Fällen nicht so ohne weiteres richtig sein, von dem einfachen Coulombschen Gleitwiderstandsgesetz auszugehen.

Angeregt durch die grundlegende Arbeit Terzaghis über den Druckausgleich des Porenwassers bei plötzlicher Belastung von Ton²⁾ führte dann Krey in seinem Aufsatz über „rutschgefährliche und fließende Bodenarten“ 1927 die Annahme ein, daß bei plötzlicher Belastungsänderung von Ton der Gleit-

*) Ergänzte Fassung des Vortrages.

¹⁾ Hierbei ist allerdings zu bedenken, daß die wirkliche Rutschsicherheit u. U. geringer ist als die rechnerische Sicherheit, weil der größte Wert des Gleitwiderstandes bei langgestreckten Rutschungen nicht überall gleichzeitig wirksam wird, sondern nacheinander von oben nach unten fortschreitet mit zunehmender Gleitverschiebung (nach unten fortschreitender Bruch nach Terzaghi).

²⁾ Terzaghi, Erdbaumechanik auf bodenphysikalischer Grundlage. Leipzig und Wien 1925, B. G. Teubner.

widerstand seinen ursprünglichen Wert (vor Baubeginn) beibehält, durch die Belastungsänderung also nicht beeinflußt wird³⁾. Mit Hilfe dieser Annahme erhält man in vielen Fällen merklich ungünstigere Ergebnisse und kommt dadurch der Wirklichkeit schon bedeutend näher. Diese Anregung von Krey wurde jedoch in der Folgezeit vorerst nicht beachtet; der Verfasser selbst kam erst 1936 dazu, die Annahme auf kreisförmige Gleitflächen anzuwenden⁴⁾. Im gleichen Jahre berechnete M a a g in Zürich die Grenzbelastung von Ton unter der Annahme gleichbleibender größter Schubspannung⁵⁾. Inzwischen hatte sich auch T e r z a g h i eingehender mit Rutschungsuntersuchungen befaßt, zunächst auf der Grundlage der Arbeit von F e l l e n i u s, also unter Annahme des Coulombschen Reibungsgesetzes. Er ist aber anscheinend bald auf den Widerspruch zwischen Theorie und Wirklichkeit gestoßen und deutete schon 1935/1936 in seinen Berliner Gastvorlesungen an, daß sich manche Tonrutschungen statisch nur erklären lassen, wenn man den Reibungsanteil des Gleitwiderstandes unbeachtet läßt und nur mit Gleitfestigkeit (Kohäsion) rechnet. Er teilte damals weiter mit, wenn ich mich recht erinnere, daß er mit einer einzigen Ausnahme bei mehreren Rutschungen eine erforderliche Kohäsion von etwa 3,0 t/m³ erhalten habe⁶⁾. In der letzten Zeit sind in Nordamerika und England diese Berechnungen unter der Annahme der Vernachlässigung des Reibungseinflusses wieder aufgenommen und unter der Bezeichnung „ $\phi = 0$ - Analysis“ bekannt geworden⁷⁾.

Diese Annahme der Ausschaltung des rechnerischen Reibungsanteiles des Gleitwiderstandes ist jedoch physikalisch unbefriedigend, weil sie durch die Versuche nicht bestätigt wird. Der Verfasser hat deshalb zunächst nach der Annahme von Krey gerechnet, die ja auch schon eine gewisse Erklärung bietet für den verminderten Gleitwiderstand des Tones. Durch die Erklärung der Ursachen jedoch, von denen die Druckfestigkeit des Tones abhängt, also auf dem Wege des Spannungsgleichgewichtes und der Elastizitätslehre, ergab sich dann eine genauere und — wie ich glaube — physikalisch hinreichend einwandfreie Lösung der Gleitwiderstandsfrage⁸⁾. Dadurch konnte nachgewiesen werden, daß der Gleitwiderstand auch von der geologischen Vorbelastung abhängt, wodurch besonders im Zustande der Erstbelastung ein merklich geringerer Wert erhalten wird als nach der Annahme von Krey. Es sind hiernach folgende 2 Fälle zu unterscheiden:

1. Jüngere Ablagerungen, die sich noch im Zustande der Erstbelastung befinden, bei denen also die geologische Vorbelastung p_v der jetzigen Erdauflast \bar{p} entspricht ($p_v \approx \bar{p}$), und
2. stärker verdichtete Tonschichten, deren geologische Vorbelastung p_v merklich größer ist als ihre jetzige Erdauflast, die also im Ablauf ihrer Geschichte bereits stärker vorgepreßt worden sind als durch die jetzige Erdauflast ($p_v > \bar{p}$).

Weitere Einzelheiten der Theorie und ihrer Anwendung auf Rutschungsuntersuchungen werden nachstehend der Anschaulichkeit halber an Hand einiger Bilder erläutert.

Bild 1 veranschaulicht links unter A den gewöhnlichen Ansatz des Gleitwiderstandes nach C o u l o m b, der sich aus der Gleitfestigkeit (Kohäsion) k und dem Reibungsanteil $\mu \cdot v$ zusammensetzt, mit $\mu = \text{tg } \varphi$ als Reibungsbeiwert und v als Erdkorn-Normalpressung. Dieser Ansatz gilt grundsätzlich auch genügend

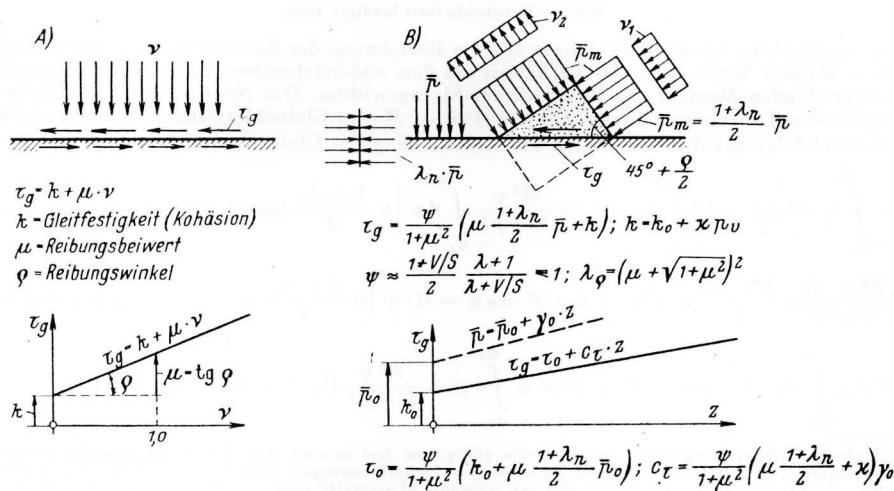


Bild 1. Gleitwiderstandsgesetze.

A. Gewöhnlicher Gleitwiderstand (sandige Erde oder sehr langsam belasteter Ton).

B. Gleitwiderstand von Ton bei unverändertem Wassergehalt („Schnell“-Belastung).

³⁾ K r e y, Rutschgefährliche und fließende Bodenarten. Bautechnik 5 (1927), S. 485.

⁴⁾ O h d e, Beitrag zur Berechnung der Standsicherheit von Erddämmen. Schweiz. Bauzeitung 109 (1937), Nr. 25, S. 297 und 10 (1937), S. 274.

⁵⁾ M a a g, Grenzbelastung des Baugrundes. Straße und Verkehr 24 (1938), S. 349.

⁶⁾ Vgl. auch v. T e r z a g h i, Stability of slopes of natural clay. Proc. Int. Conf. Soil Mech., Cambridge, Mass. 1936, Bd. 1, S. 161.

⁷⁾ Vgl. z. B. Proc. 2. Int. Conf. Soil Mech., Rotterdam 1948, Bd. II, S. 63.

⁸⁾ O h d e, Vorbelastung und Vorspannung des Baugrundes und ihr Einfluß auf Setzung, Festigkeit und Gleitwiderstand. Bautechnik 26 (1949), S. 129 und 163.

genau für vollbindige Erde, wie Versuche mit langsamer Schubbelastung gezeigt haben; nur weiß man in diesem Falle nicht, wie groß die Erdkornpressung ν wirklich ist, weil ein Teil der Normalpressung durch Porenwasser-Überdruck aufgenommen wird⁹⁾. Dieser zunächst unbekannte zusätzliche Porenwasserdruck läßt sich jedoch bestimmen, wenn man sich an Hand der Darstellung unter B auf der rechten Seite von Bild 1 klarmacht, daß bei der Ausbildung einer Gleitfläche die unter $45^\circ - \varrho/2$ geneigte größte Hauptspannung um eine Pressung ν_1 zugenommen haben muß und die kleinste Hauptspannung um ν_2 abgenommen hat, wobei das Verhältnis von ν_1 und ν_2 durch die Bedingung gleichbleibenden Rauminhaltes gegeben ist. Das Reibungsgleichgewicht liefert dann die in der Mitte angeschriebene Gleichung für den Gleitwiderstand τ_g ¹⁰⁾. Dieser Gleitwiderstand erscheint als Abhängige der vor Baubeginn vorhandenen Erdauflast \bar{p} (einschl. der Kapillarspannung) und wird damit durch neu hinzukommende Auflast-Änderungen nicht verändert, oder zumindest solange nicht, als sich der Wassergehalt des Tones nicht ändert, was bekanntlich längere Zeit dauert. Da die Erdauflast \bar{p} nur von der Tiefe unter Gelände abhängt, erscheint auch der Gleitwiderstand als Abhängige der Tiefe unter dem ursprünglichen Gelände, wie es in Bild 1 unter B unten rechts dargestellt ist. Im übrigen kann man aus der Formel für den Gleitwiderstand τ_g deutlich die Anteil des Erdeigengewichtes, der Kapillarfestigkeit und der Eigenfestigkeit (wasserfeste) herauslesen, denn der Wert \bar{p} setzt sich zusammen aus der Erdauflast und der Kapillarspannung ν_k , und k bedeutet die wasserfeste Eigenfestigkeit.

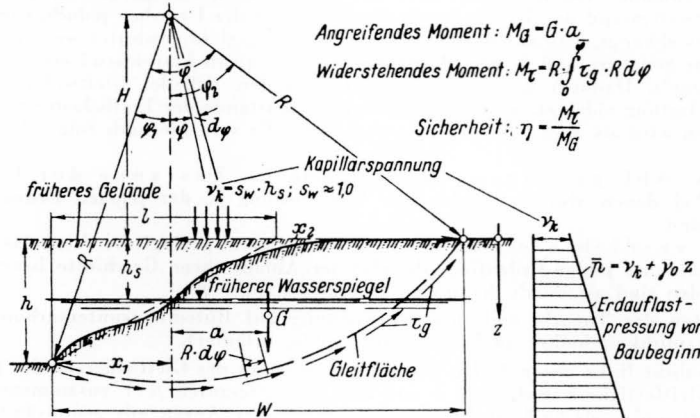


Bild 2. Rutschsicherheit bindiger Erde.

Bild 2 veranschaulicht das neue Verfahren für die Berechnung der Rutschsicherheit. Der Sicherheitsgrad ergibt sich in üblicher Weise durch das Verhältnis aus dem widerstehendem Moment des Gleitwiderstandes und dem angreifenden Moment des Rutschkörper-Eigengewichtes. Das Neue an dem Verfahren ist demnach die nachstehend abgeleitete Formel für das Moment M_τ des Gleitwiderstandes. Diese verhältnismäßig einfache Formel folgt aus der Integration des tiefenabhängigen Gleitwiderstandes längs des Gleitkreises:

$$\begin{aligned}
 M_\tau &= R \cdot \int_{-\varphi_1}^{\varphi_2} \tau_g \cdot R \cdot d\varphi = R^2 \int_{-\varphi_1}^{\varphi_2} \tau_g \cdot d\varphi = \frac{R^2 \psi}{1 + \mu^2} \int_{-\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi \left[\mu \frac{1 + \lambda_n}{2} (\gamma_0 z + \nu_k) + k_0 + \kappa (p_{v0} + \gamma_0 z) \right] = \\
 &= \frac{R^2 \psi}{1 + \mu^2} \left[\left(\mu \frac{1 + \lambda_n}{2} + \kappa \right) \gamma_0 \int_{-\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi (R \cdot \cos \varphi - H) + \left(\mu \frac{1 + \lambda_n}{2} \nu_k + k_0 + \kappa p_{v0} \right) \int_{-\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi \right] = \\
 &= R^2 \bar{\mu} \gamma_0 \int_{-\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi (R \cdot \cos \varphi - H) + R^2 \bar{\mu} \nu_k \int_{-\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi + \frac{R^2 \psi}{1 + \mu^2} (k_0 + \kappa (p_{v0} - \nu_k)) \int_{-\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi
 \end{aligned}$$

⁹⁾ Das Coulombsche Reibungsgesetz bleibt also weiterhin gültig, nur darf es nicht ohne Berücksichtigung des Porenwasser-Überdruckes angesehen werden, da ν nicht für die gesamten Normalpressungen, sondern nur für die Erdkorn-Normalpressungen gilt. Vgl. v. T e r z a g h i, The shearing resistance of saturated soils . . . , Proc. Int. Conf. Soil Mech., Cambridge, Mass., 1936, Bd. 1, S. 54.

¹⁰⁾ Kurze Ableitung der Formel τ_g (vgl. Aufsatz nach ⁹⁾): Bei stärkerer Vorbelastung liefert die Bedingung gleichbleibenden Rauminhaltes für die ebene Aufgabe: $\nu_2 = \nu_1$, bei Erstbelastung: $\nu_2 \approx \nu_1 \cdot S/V$. Das Spannungsgleichgewicht in der Gleitfläche liefert für die Hauptspannungen σ_1 und σ_2 : $\sigma_1 = \lambda_\varrho \cdot \sigma_2 + 2 \sqrt{\lambda_\varrho} \cdot k$ mit $\lambda_\varrho = \tan^2 (45^\circ + \varrho/2)$ und für den Gleitwiderstand: $\tau_g = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \cdot \cos \varrho$. Einsetzen von $\sigma_1 = \bar{p}_m + \nu_1$ und $\sigma_2 = \bar{p}_m - \nu_2$ in diese Formeln (mit \bar{p}_m als Mittelwert der Erdkornpressung vor Baubeginn) liefert dann nach kurzer Zwischenrechnung die in Bild 1 für τ_g angegebene Formel. Bei stärkerer Vorbelastung ($p_v > \bar{p}$) gilt $\psi \approx 1,0$, bei Erstbelastung ($p_v \approx \bar{p}$) $\psi < 1,0$; $\psi \approx \frac{1 + V/S}{2} \cdot \frac{\lambda_\varrho + 1}{\lambda_\varrho + V/S}$ mit $V/S =$ Verdichtungszahl/Schwellzahl. (i. M. $\psi \approx 0,75$).

oder nach Ausführung der einfachen Integrationen:

$$M_{\tau} = R^2 \cdot \bar{\mu} \cdot \gamma_0 (R \cdot \sin \varphi_2 + R \cdot \sin \varphi_1 - H \cdot \bar{\varphi}) + R^2 \cdot \bar{\varphi} \left[\bar{\mu} v_k + \frac{\psi}{1 + \mu^2} (k_0 + \alpha (p_{v0} - v_k)) \right]$$

$$= R^2 \cdot \bar{\mu} \cdot \gamma_0 (w - H \bar{\varphi}) + R^2 \bar{\varphi} \left(\bar{\mu} v_k + \frac{\psi}{1 + \mu^2} k_0' \right) \dots \dots \dots (1)$$

mit
$$\bar{\mu} = \frac{\psi}{1 + \mu^2} \left(\mu \frac{1 + \lambda_n}{2} + \alpha \right) \quad \text{und} \quad k_0' = k_0 + \alpha (p_{v0} - v_k) \dots \dots \dots (1a)$$

Hierbei bedeuten α den Eigenfestigkeitswert, p_{v0} die geologische Vorbelastung in Höhe des früheren Geländes und γ_0 das Raumgewicht der Erde unterhalb des Wasserspiegels, also unter Berücksichtigung des Wasserauftriebes.

Es ist hiernach nicht schwierig, die Aufgabe rein rechnerisch zu lösen¹¹⁾, jedoch ist das zeichnerische Abgreifen der in der Formel erscheinenden Größen im allgemeinen bequemer.

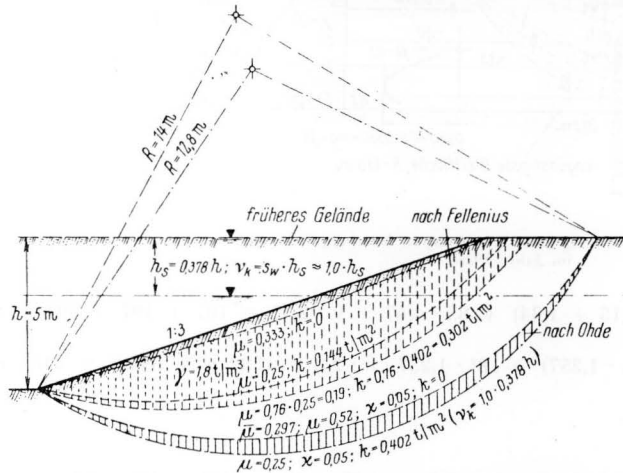


Bild 3. Gleitflächen und Gleitwiderstand für Tonböschung 1 : 3 im Zustande der Erstbelastung.

Bild 3 zeigt für eine Ton-Böschung 1 : 3 vergleichsweise die Ergebnisse nach dem Verfahren von Fellenius und nach dem Verfahren des Verfassers, wodurch der große Unterschied beider Verfahren deutlich wird. Ohne Gleitfestigkeit (Kohäsion) beispielsweise — also für $k = 0$ — ist nach dem alten Verfahren der für Gleichgewicht erforderliche Reibungswert $\mu : 3 = 0,33$, und die ungünstigste Gleitfläche verläuft flach unterhalb der Böschungslinie. Nach dem neuen Verfahren liegt die Gleitfläche — wohl gemerkt auch für $k = 0!$ — verhältnismäßig tief, was freilich mit baupraktischen Beobachtungen übereinstimmt. Der erforderliche Reibungswert ergibt sich nach dem neuen Verfahren für Erstbelastung zu $\mu_{erf} = 0,52$ und für eine gewisse Vorbelastung zu $0,33$ gegenüber $0,33$ nach dem alten Verfahren. Für zusammenwirkende Reibung und Gleitfestigkeit (Kohäsion) ist nach dem neuen Verfahren für $\mu = 0,25$

erforderlich ein k von rd. $0,4 \text{ t/m}^2$, während nach Fellenius 76% dieser Werte ausreichen. Die Lage der ungünstigsten Gleitfläche ist nach dem neuen Verfahren mit der Gleitfestigkeit k kaum noch veränderlich, während sich nach Fellenius ein starkes Streuungsband ergibt. Diese Unterschiede lassen wohl deutlich genug erkennen, daß sich das neue Berechnungsverfahren nicht nur rechnerisch, sondern auch in seiner physikalischen Begründung wesentlich von dem alten Verfahren unterscheidet. Da es außerdem einfach ist, dürfte es sich bald einbürgern.

Es folgen jetzt einige Beispiele von Rutschungen, die nach dem neuen Verfahren untersucht wurden, wobei die Durchrechnung des ersten Beispiels nach Bild 4 ausführlich behandelt wird, um die Anwendung des neuen Verfahrens zu zeigen.

Bild 4 zeigt eine Rutschung am Rande des Hamburger Hafengebietes, (Neubau der Ernst-August-Schleuse), die der Verfasser selbst miterlebt hat. Eine Baugrubenböschung 1 : 2,2 im Klei wurde oben noch mit einem Kleidamm von 2,6 m Höhe belastet, um das Hochwasser von der Baugrube fernzuhalten. Nachdem die Baugrube bis 4 m Tiefe ausgehoben war (Solltiefe 6,2 m, Entspannung des unteren Grundwassers im Sand durch Grundwasser-Absenkung), stürzte die Böschung ein, wodurch die Absenkungsanlage außer Betrieb und die Baugrube unter Wasser gesetzt wurde. Für die etwa in Betracht kommenden 3 Gleitflächen I, II und III sind in Bild 4 die Erd-Eigengewichte und die zeichnerisch gefundenen geometrischen Größen eingetragen, die für die erdstatische Berechnung benötigt werden. Man erhält folgende Rechnung, wenn für das Raumgewicht γ_0 unter Wasser der Mittelwert von $0,6 \text{ t/m}^2$ eingetragen wird:

Gleitfläche I: Eigengewichtsmoment, bezogen auf den Gleitkreismittelpunkt:

$$M_G = 15 (11,1 + 1,34 + 2,45) + 36 (4,15 + 1,34 + 2,45) + 56 \cdot 6,95 - 7 \cdot 3,85 = 223 + 286 + 389 - 27 = 871 \text{ tm},$$

Gleitwiderstandsmoment nach Formel (I) für $k_0' = 0$:

$$M_{\tau} = 25^2 \cdot \bar{\mu} \cdot 0,6 (20,2 - 18,55 \cdot 0,873) + 25^2 \cdot 0,873 \cdot \bar{\mu} \cdot 2,2 = 1500 \bar{\mu} + 1200 \bar{\mu} = 2700 \bar{\mu}$$

Die Gleichsetzung der beiden Momente liefert für das erforderliche $\bar{\mu}$:

$$2700 \bar{\mu} = 871 \text{ tm}; \quad \bar{\mu} = \frac{871}{2700} = 0,323.$$

¹¹⁾ Z. B. findet man für das angreifende Eigengewichtsmoment M_G die Formel:

$$M_G = \frac{\gamma}{6} [2 h (h + H)^2 + h l (3 x_1 - l) - H (x_2^2 - x_1^2)] \dots \dots \dots (2)$$

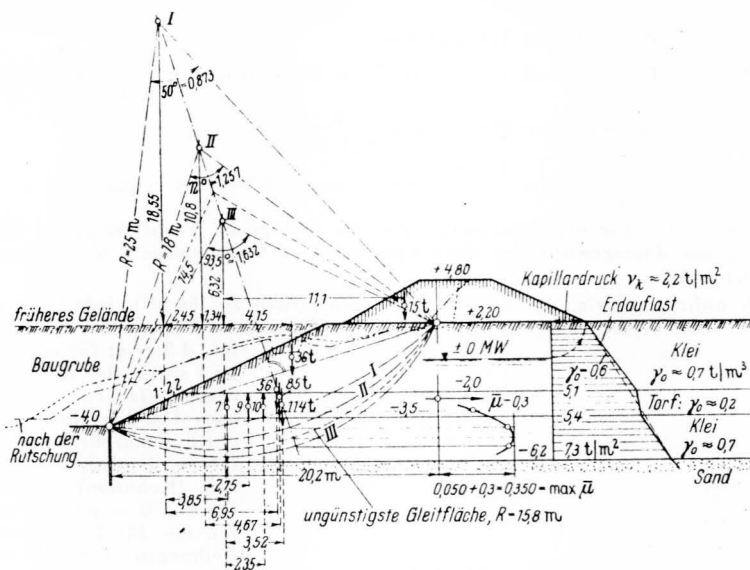


Bild 4. Statische Untersuchung einer Rutschung in Hamburg-Wilhelmsburg im Jahre 1926.

Gleitfläche II:

$$M_G = 15 (11,1 + 1,34) + 36 (4,15 + 1,34) + 85 \cdot 4,67 - 9 \cdot 2,75 = 187 + 197 + 397 - 25 = 756 \text{ tm,}$$

$$M_T = 18^2 \cdot \bar{\mu} \cdot 0,6 (20,2 - 10,8 \cdot 1,257) + 18^2 \cdot 1,257 \cdot \bar{\mu} \cdot 2,2 = 1289 \bar{\mu} + 896 \bar{\mu} = 2185 \bar{\mu};$$

$$\bar{\mu} = \frac{756}{2185} = 6,346.$$

Gleitfläche III:

$$M_G = 15 \cdot 11,1 + 36 \cdot 4,15 + 114 \cdot 3,52 - 10 \cdot 2,35 = 167 + 149 + 401 - 23 = 694 \text{ tm,}$$

$$M_T = 14,5^2 \cdot \bar{\mu} \cdot 0,6 (20,2 - 6,32 \cdot 1,632) + 14,5^2 \cdot 1,632 \cdot \bar{\mu} \cdot 2,2 = 1245 \bar{\mu} + 754 \bar{\mu} = 1999 \bar{\mu};$$

$$\bar{\mu} = \frac{694}{1999} = 0,347.$$

Die von Gleitflächenmitte aus waagrecht herausgeholtte Auftragung der $\bar{\mu}$ -Werte zeigt einen Größtwert von $\bar{\mu} = 0,350$ für die ungünstigste Gleitfläche. Dieser Wert muß also kurz vor der Rutschung vorhanden gewesen sein, falls die zunächst für die jungen Erdschichten getroffene Annahme $k'_0 = 0$ zu Recht besteht. Nach Gleichung (Ia) auf Seite 18 gilt nun weiter:

$$\bar{\mu} = \frac{\psi}{1 + \mu^2} \left(\mu \frac{1 + \lambda_n}{2} + z \right).$$

Diese Gleichung zeigt die Verknüpfung des $\bar{\mu}$ -Wertes mit sämtlichen physikalischen Einflußwerten des Untergrundes: ψ und λ_n sind von der Vorbelastung des Grundes abhängig, indem für junge Erdschichten im Zustande der Erstbelastung etwa $\psi \approx 0,75$ und $\lambda_n = \lambda_0$ gesetzt werden muß mit λ_0 als Ruhedruckverhältnis, das mit der Feinheit der Erdkörnung und mit abnehmender innerer Reibung zunimmt (für Sand: $\lambda_0 \approx 0,45$; für sandigen Ton: $\lambda_0 \approx 0,6$; für mittelfeinen, bildsamen Ton: $\lambda_0 \approx 0,7$). Für geologisch stärker vorverdichtete Erde ist $\psi \approx 1,0$ und $\lambda_n \approx 1,0$ zu setzen, für geringere Vorbelastung (p_v nur wenig $> \bar{p}$)

ist etwa: $\psi \approx 0,9$; $\lambda_n \approx \frac{1 + \lambda_0}{2}$.

Im vorliegenden Fall ist die geologische Vorbelastung unbekannt, da keine Zusammendrückungsversuche bei verhinderter Seitendehnung durchgeführt wurden. Wir müssen deshalb mit allen Möglichkeiten rechnen und setzen zunächst den Zustand der Erstbelastung voraus. Mit $\lambda_n \approx 0,6$ und z allgemein $\approx 0,05$

gilt dann nach Gl. (Ia): $\bar{\mu} = \frac{\psi}{1 + \mu^2} \left(\mu \frac{1 + \lambda_n}{2} + z \right)$, woraus für den Reibungsbeiwert μ folgt:

$$\mu = \left(\frac{\psi}{\bar{\mu}} \cdot \frac{1 + \lambda_n}{4} \right) - \sqrt{\left(\frac{\psi}{\bar{\mu}} \cdot \frac{1 + \lambda_n}{4} \right)^2 + \frac{\psi}{\bar{\mu}} \cdot z - 1} \dots \dots \dots (1b)$$

Da der Ausdruck unter der Wurzel positiv ausfallen muß, so darf der Klammerausdruck einen bestimmten Wert nicht unterschreiten. Man findet mit ausreichender Näherung (unter Ausschluß von $\mu > \frac{2}{3}$):

$$\bar{\mu} < 0,7 \psi \left(\frac{1 + \lambda_n}{3} + z \right), \dots \dots \dots (1c)$$

oder zahlenmäßig für Erstbelastung:

$$\bar{\mu} < 0,7 \cdot 0,75 \left(\frac{1 + 0,6}{3} + 0,05 \right) = 0,525 \cdot 0,5833 = 0,306.$$

Da $\bar{\mu} = 0,35$ diese Bedingung nicht erfüllt, kann die angetroffene Erde nicht mehr im Zustande der Erstbelastung gewesen sein, oder mit anderen Worten: für erstbelasteten Untergrund ist die Rutschung ohne weiteres zu erklären. Der Gleitwiderstand muß größer gewesen sein als im Zustande der Erstbelastung, so daß wir als nächsten Fall mit einer geringen Vorbelastung rechnen können. Damit ist allerdings k'_0 (nach 1a) nicht mehr unbedingt gleich Null, d. h. wir müssen M_τ durch $\Delta M_\tau = R^2 \bar{\varphi} \frac{\psi}{1 + \mu^2} \cdot k'_0$ ergänzen. Z. B. erhalten wir für die ungünstigste Gleitfläche mit $\bar{\varphi} \approx 84^\circ = 1,466$ und $k_0 \approx 0$ sowie $p_{v0} = v_k \approx 1,0 \text{ t/m}^2$ und (vorläufig) $1 + \mu^2 \approx 1,25$:

$$\Delta M_\tau \approx 15,8^2 \cdot 1,466 \cdot \frac{0,9}{1,25} \cdot (0 + 0,05 \cdot 1,0) = 13 \text{ tm},$$

$$M_\tau = 15,8^2 \cdot \bar{\mu} \cdot 0,6 (20,2 - 8,05 \cdot 1,466) + 15,8^2 \cdot 1,466 \cdot \bar{\mu} \cdot 2,2 = 1258 \bar{\mu} + 804 \bar{\mu} = 2062 \bar{\mu},$$

$$M_G = 0,350 \cdot 2062 = 721 = 2062 \bar{\mu} + 13; \bar{\mu} = \frac{721 - 13}{2062} = 0,343.$$

Für $\psi \approx 0,9$ und $\lambda_n \approx \frac{1 + 0,6}{2} = 0,8$ ergibt damit Gl. (1c): $0,7 \cdot 0,9 \left(\frac{1 + 0,8}{3} + 0,05 \right) = 0,410$. Hier ist Gl. (1c) also erfüllt und demnach Gl. (1b) anwendbar:

$$\frac{\psi}{\bar{\mu}} \cdot \frac{1 + \lambda_n}{4} = \frac{0,9}{0,343} \cdot \frac{1 + 0,8}{4} = 1,181; \quad \frac{\psi}{\bar{\mu}} \kappa = \frac{0,9}{0,343} \cdot 0,05 = 0,131;$$

$$\mu = 1,181 - \sqrt{1,181^2 + 0,131} - 1 = 1,181 - 0,725 = 0,456 \approx 0,46.$$

Für eine geringe Vorbelastung, die die jetzige Erdauflast unter Gelände um $1,0 \text{ t/m}^2$ übersteigt, ist demnach ein Reibungsbeiwert von $0,46$ erforderlich. Für $3,0 \text{ t/m}^2$ ist ΔM_τ etwa dreimal so groß, also $\bar{\mu} = \frac{721 - 39}{2062} = 0,331$ und nach (1b): $\mu \approx 0,43$. Für einen Mehrwert der Vorbelastung von $5,0 \text{ t/m}^2$, also 5 m Wassersäule, findet man $\mu \approx 0,40$.

Die hier vorgeführte statische Berechnung ergibt demnach erstens, daß für den Zustand der Erstbelastung überhaupt kein Gleichgewicht mehr möglich ist oder mit anderen Worten: der Klei muß mindestens in geringem Maße vorbelastet gewesen sein. Zweitens muß für geringe Vorbelastung ein Reibungsbeiwert von etwa $0,46$ bis $0,40$ vorhanden gewesen sein, was mit Versuchswerten für Klei durchaus übereinstimmt. Durch die statische Untersuchung ist demnach nicht nur die Rutschung als solche erklärt, sondern es sind auch noch gewisse Aussagen über die Vorbelastung ermöglicht worden.

Bild 5 zeigt die Untersuchung einer Rutschung, über die Agatz¹²⁾ berichtet. Man findet zahlenmäßig:

$$M_G = 593 \cdot 7,09 = 4200 \text{ tm};$$

$$M_\tau = 34,1^2 \bar{\mu} \cdot 0,6 (46,9 - 18,1 \cdot 1,563) + 34,1^2 \cdot 1,563 \cdot \bar{\mu} \nu_k = 12980 \bar{\mu} + 1818 \cdot \bar{\mu} \nu_k.$$

$$\text{Für Erstbelastung, } \mu = 0,35 \text{ und } \kappa = 0,05 \text{ ist } \lambda_0 = (0,35 + \sqrt{1 + 0,35^2})^2 = 1,99;$$

$$\psi \approx \frac{1,20}{2} \cdot \frac{2,99}{2,19} = 0,819;$$

$$\bar{\mu} = \frac{0,819}{1 + 0,35^2} \left(0,35 \cdot \frac{1,7}{2} + 0,05 \right) = 0,2535;$$

$$M_\tau = 12980 \cdot 0,2535 + 1818 \cdot 0,2535 \nu_k = 3290 + 460 \nu_k = 4200 \text{ tm};$$

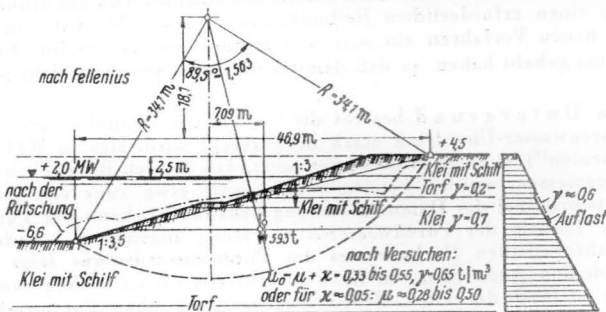


Bild 5. Rutschung an der Nordschleuse in Bremerhaven.

$$\nu_k = \frac{4200 - 3290}{460} = 1,98 \text{ t/m}^2 \approx 2 \text{ m WS. (Nach Fellenius ist etwa: } k \approx 0,05 \cdot \frac{1,7}{2} (1,6 \cdot 1,98 + 0,6 \cdot 10,0) \approx 0,39 \text{ t/m}^2, \text{ wofür dann } \mu_{\text{erf}} \approx 0,20 \text{ erhalten wird.)}$$

¹²⁾ Agatz, Dr.-Ing., Der Kampf des Ingenieurs gegen Erde und Wasser im Grundbau., Seite 77—79, Abb. 49. Berlin 1936, Julius Springer. — Nach dem Vortrage erklärte Professor Dr.-Ing. Dr.-Ing. E. h. Agatz dem Verfasser, daß die Rutschung seines Erachtens durch Rammerschütterungen ausgelöst worden sei. Die mehrere 100 m lange Böschung wäre nur an der Stelle gerutscht, wo gerammt worden sei. Hiernach ist der Gleitwiderstand größer als nach dem Ergebnis von Bild 5, so daß der Ton auch eine gewisse Vorbelastung haben kann. Rechnet man — ähnlich wie im vorigen Beispiel — mit geringer Vorbelastung, z. B. mit $p_{v0} = \nu_k = 5,0 \text{ t/m}^2$, so findet man: $\bar{\mu} \approx \frac{0,9}{1,122} \left(0,35 \cdot \frac{1,8}{2} + 0,05 \right) = 0,293$ und $M_\tau = 12980 \cdot 0,293 + 1818 \left(0,293 \cdot 2,0 + \frac{0,9}{1,122} \cdot 0,05 \cdot 5,0 \right) = 3800 + 1430 = 5230 \text{ tm}$. Da M_G demgegenüber nur 4200 tm besitzt, so wäre unter den gemachten Annahmen durch die Rammerschütterungen ein Faktor von $\frac{5230}{4200} \approx 1,25$ zur Eigengewichtswirkung hinzugekommen.

$\mu = 0,35$ sowie einem Eigenfestigkeitsbeiwert $\kappa = 0,05$, also für einen Gleitwiderstandsbeiwert $\mu_0 = \mu + \kappa = 0,35 + 0,05 = 0,40$ liefert die Rechnung also eine Kapillarspannung von etwa 2,0 m Wassersäule, was einem mittleren Wasserstand von + 2,5 m entspricht, der mit dem wirklichen Mittelwasser anscheinend gut übereinstimmt. Die Rutschung ist hiernach hinreichend erklärbar, allerdings nur für den Zustand der Erstbelastung. Es wäre reizvoll gewesen, in diesem Falle durch Druckversuche zu überprüfen, ob der Klei sich tatsächlich noch im Zustande der Erstbelastung befindet.

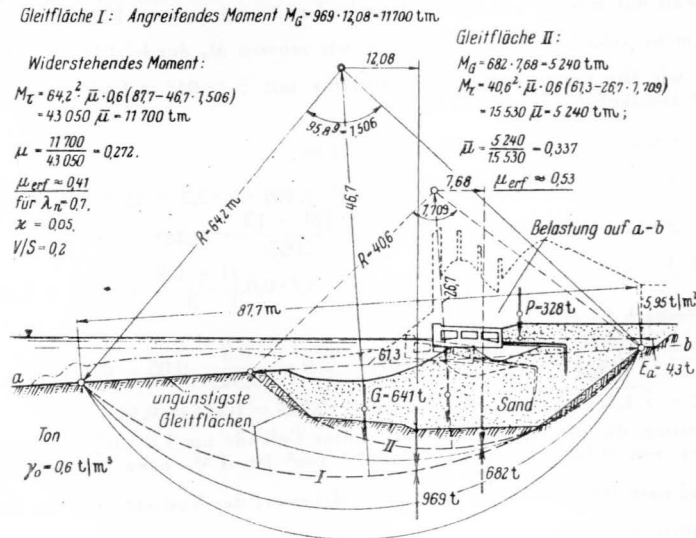


Bild 6. Statische Untersuchung der Tonrutschung in Götterburg (1916).

Bild 6. zeigt die Untersuchung der bekannten Tonrutschung in Götterburg, über die Fellenius¹³⁾ berichtet und die der Verfasser selbst im Jahre 1943 nach der Annahme von Krey untersucht hat¹⁴⁾. Die in Bild 6 gegebene Berechnung zeigt, daß von dem Zustande der Erstbelastung auszugehen ist, daß also die zusätzliche Festigkeit $k = 0$ zu setzen ist. Unter dieser Annahme fand Fellenius einen erforderlichen Reibungswert von rd. 0,18, weshalb Terzaghi diese Rutschung auf der Stockholmer Talsperrenkonferenz 1935 zu den ungeklärten Fällen rechnete. Die spätere Untersuchung des Verfassers nach den Annahmen von Krey, nach denen der volle Gleitwiderstand entsprechend der früheren Geländelinie vorhanden sein soll, lieferte einen erforderlichen Reibungsbeiwert von 0,28, während die in Bild 6 gegebene Berechnung nach dem neuen Verfahren ein μ_{erf} von mindestens 0,41 ergibt. Einen höheren Reibungsbeiwert wird der Ton kaum gehabt haben, so daß damit auch diese Rutschung jetzt wohl als erklärt angesehen werden kann¹⁵⁾.

Bei Staudämmen auf bindigem Untergrund besteht die Gefahr des Grundbruches, weil der Gleitwiderstand wieder durch den Porenwasser-Überdruck stark herabgesetzt wird. Der in Bild 7 dargestellte gerutschte Staudamm in Kalifornien¹⁶⁾ ist dadurch bemerkenswert, daß bei den Bohrungen der Porenwasserüberdruck im Untergrund gemessen werden konnte. Man erhielt etwa 70% des vollen theoretischen Höchstwertes. Da der Baufortschritt bei der Dammerstellung bekannt ist, kann der Porenwasser-Überdruck nach der Terzaghischen Theorie der Porenwasser-Auspressung angenähert berechnet werden. Unter Ansatz von rd. 70% des theoretischen Höchstwertes des Porenwasserdruckes zeigt die Berechnung, daß die Rutschung schon nach den Annahmen von Krey zu erklären ist, weil schon danach ein Reibungsbeiwert von 0,50 erforderlich ist (nach der alten Berechnungsweise ist ohne Porenwasser-

¹³⁾ Fellenius, Erdstatische Berechnungen mit Reibung und Kohäsion unter Annahme kreiszylindrischer Gleitflächen. 4. Aufl. Berlin 1948, Wilh. Ernst & Sohn. (1. Aufl. 1927.)

¹⁴⁾ Ohde, Einfache erdstatische Berechnungen der Standsicherheit von Böschungen. Archiv für Wasserwirtschaft, Heft 67, Berlin 1943, Reichsverband der Deutschen Wasserwirtschaft.

¹⁵⁾ Es mag auffallen, daß sich für Gleitfläche II ein merklich höherer Wert von $\mu_{\text{erf}} \approx 0,53$ ergibt, was mit der wirklichen Gleitfläche I nicht übereinstimmt. Es ist jedoch zu bedenken, daß bei der Ableitung des Gleitwiderstandes τ_g schon die ungünstigste Lage der Gleitfläche unter $(45^\circ - \varrho/2)$ zu den Richtungen der größten Hauptspannungen berücksichtigt worden ist. Bei dem Berechnungsverfahren des Verfassers darf deshalb eigentlich nicht noch ein zweites Mal die ungünstigste Gleitfläche gesucht werden; die Gleitfläche sollte vielmehr auf Grund des Spannungsgleichgewichtes festgelegt werden, z. B. für einen gegebenen unteren Ausmündungswinkel. Diese Bedingung erfüllt Gleitfläche I bedeutend besser als Gleitfläche II, weshalb das Ergebnis für Gleitfläche II nach Ansicht des Verfassers unbeachtet bleiben muß. — Man kann vielleicht auch folgendes sagen: Das Aufsuchen ungünstigster Gleitflächen nach dem Kleinstwert-Grundsatz gilt für τ_{max} nicht aber für τ_g . Das Ergebnis solcher Untersuchungen ist also eigentlich nicht die ungünstigste Gleitfläche, sondern die am ungünstigsten beanspruchte Schubfläche. Die Gleitfläche liegt um $\varrho/2$ flacher als die genannte Schubfläche (als Unterschied zwischen 45° und $45^\circ - \varrho/2$), so daß auch von diesem Standpunkte aus die Gleitfläche nicht nach dem Kleinstwert-Grundsatz bestimmt werden darf. Nur wenn Anfangs- und Endpunkt der Gleitfläche festliegen, kann man von mehreren angenommenen Gleitflächen die ungünstigste gelten lassen.

¹⁶⁾ Eng. News-Record 1928, Nr. 13 und 1929, Nr. 5.

druck $\mu = 0,22$ und mit Porenwasserdruck $\mu = 0,42$ erforderlich). Wenn seinerzeit anscheinend vergeblich nach einer Erklärung der Rutschung gesucht wurde, so erkennt man deutlich die Fortschritte der Theorie in der letzten Zeit.

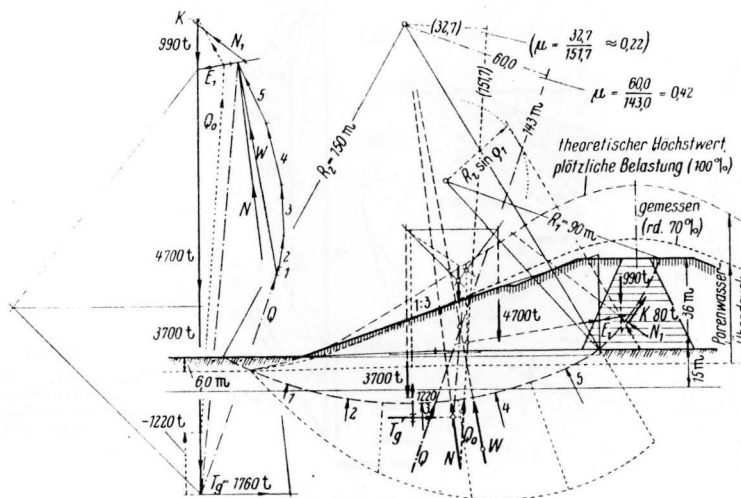


Bild 7.
Rutschung des Lafayette-Staudammes in Kalifornien (1928).

$$\frac{N}{S} = \gamma_k + \frac{\chi}{\mu} \cdot \tau_{v_0} + \left(1 + \frac{\chi}{\mu}\right) \cdot \psi \cdot \gamma_0 \cdot F - 6,0 + \frac{0,04}{0,50} \cdot 4,0 + \left(1 + \frac{0,04}{0,50}\right) 0,675 \cdot 1,0 \cdot 1,97 \cdot 6,2 + 3,2 + 14,4 - 23,6 \text{ t/m}^2$$

$$N = 23,6 \cdot 149 = 3520 \text{ t}; \quad 1760 : 3520 = 0,50$$

Auf die einfachen Gleitsicherheitsberechnungen der wasserseitigen Böschung von Staudämmen (Bild 8) soll hier nicht weiter eingegangen werden, da derartige Berechnungen bereits in der erwähnten Arbeit des Verfassers über Böschungsberechnungen¹⁴⁾ ausführlich behandelt sind. Dort sind auch Betrachtungen zu finden über die statisch ungünstigste Lage des Wasserspiegels.

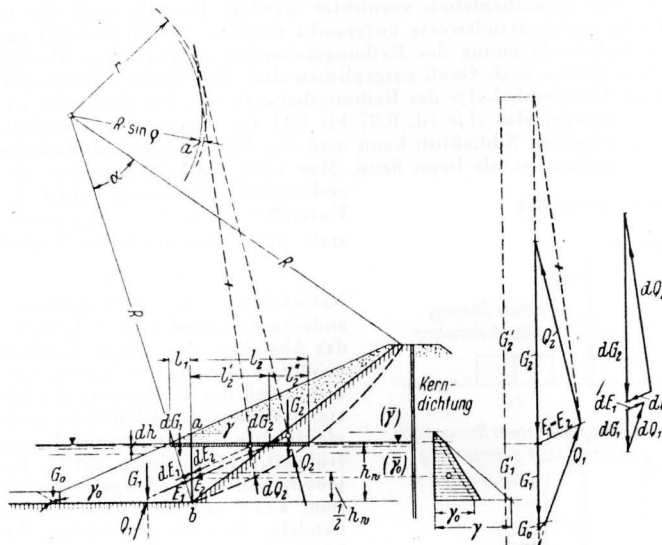


Bild 8. Statische Untersuchung der wasserseitigen Böschung eines Staudammes mit Kern-dichtung. Ungünstiger Wasserstand für $l_1 : l_2 = G'_1 : G'_2$.

Wichtiger ist dagegen die Untersuchung der Auswirkung einer schnellen Senkung des Staupiegels, wie sie in Bild 9 für einen Staudamm dargestellt ist, der zur Zeit im Südharz in der Deutschen Demokratischen Republik gebaut wird. Bei einer Wasserspiegelsenkung tritt nämlich wieder ein Überdruck im Porenwasser der Dichtungsschürze auf, dessen Einfluß statisch erfaßt werden muß. Dies gelingt durch Vereinigung des neuen Gleitwiderstandsansatzes mit der Porenwasserausgleich-Theorie von Terzaghi, indem nach Terzaghi der Anteil α der zusätzlichen Erdkornpressung an der gesamten zusätzlichen Pressung in Abhängigkeit von der durch die Absenkung verflossenen Zeit ermittelt wird und dementsprechend eine verhältnismäßige Zunahme des Gleitwiderstandes zwischen dem Wert für plötzliche

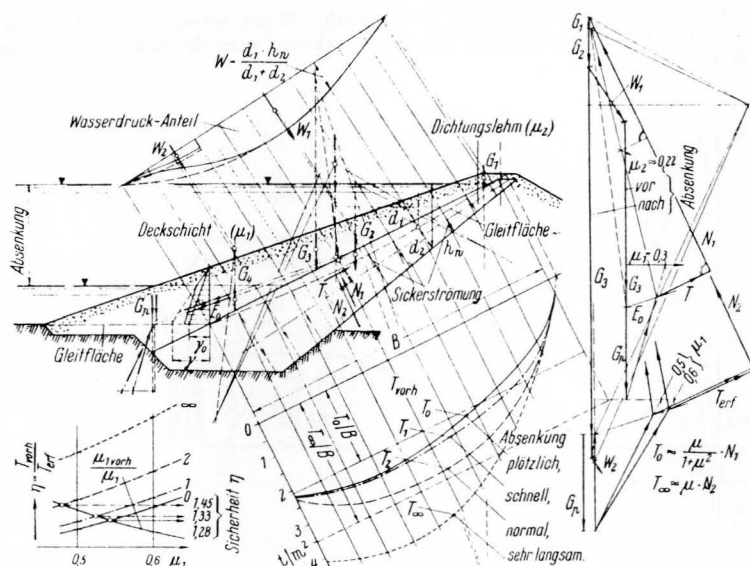


Bild 9. Wasserseitige Böschung eines Staudammes bei schneller Senkung des Stauspiegels.

Belastung nach der Theorie des Verfassers und dem späteren Endwert nach dem Ausgleich des Porenwasser-Überdrucks angenommen wird. Je nach der Geschwindigkeit der Absenkung des Stauspiegels erhält man damit verschiedene Linien für die Verteilung des Gleitwiderstandes, wie Bild 9 zeigt. Das Verfahren kann hier nur angedeutet werden und wird in einem besonderen Aufsatz an anderer Stelle ausführlicher beschrieben. Es zeigt immerhin, daß wir heute im Staudambau auch die verwickelteren Aufgaben rechnerisch beherrschen, so daß wir in der Lage sind, die Erdstaudämme mit mindestens der gleichen Sicherheit und Sparsamkeit zu bauen wie die Betonstaudammern.

Eine ausreichende Gleitsicherheit ist freilich bei größeren Staudämmen eine unabdingbare Forderung, denn beim Bruch eines solchen Staudammes würden nicht nur große Sachwerte verloren gehen, sondern in vielen Fällen auch Menschenleben vernichtet werden. Deshalb muß die natürliche Streuung der Belastungen und der Gleitwiderstandswerte untersucht werden. Als ein Beispiel nach dieser Richtung hin zeigt Bild 10 die natürliche Streuung des Reibungsbeiwertes in Form von Häufigkeitsverteilungen, die durch punktierte Regellinien nach Gauß ausgeglichen sind. Man findet mittlere Streuungen von 0,033 bis 0,057, ausgedrückt als Unterschied $\Delta\mu$ des Reibungsbeiwertes μ . Das Bild zeigt weiter, daß der doppelte Wert der mittleren Streuung, also $\Delta\mu$ rd. 0,07 bis 0,11 im allgemeinen ausreicht, um die natürliche Streuung gehörig zu überdecken. Schließlich kann man der Darstellung noch entnehmen, daß die Streuung beim Ton eher noch größer ist als beim Sand. Man sollte deshalb erwägen, ob man die rechnerische Sicherheit nicht besser als Unterschied $\mu_{\text{vorh}} - \mu_{\text{erf}}$ ausdrückt anstatt wie bisher durch das Verhältnis von

$$\mu_{\text{vorh}} / \mu_{\text{erf}}$$

Natürlich wird die Gleitsicherheit noch von anderen Umständen beeinflusst, z. B. durch das Absinken des Gleitwiderstandes nach größerem Gleitweg im Verein mit der Tatsache, daß der Höchstwert des Gleitwiderstandes längs der Gleitfläche nicht überall gleichzeitig eintritt, worauf Terzaghi schon frühzeitig hingewiesen hat¹⁷⁾. Es konnte jedoch nicht die Aufgabe des Vortrages sein, alle auftauchenden Fragen zu behandeln. Nur einige wichtige Zusammenhänge konnten kurz beleuchtet werden, vor allem die Notwendigkeit einer sauberen physikalischen Betrachtungsweise bei der Ermittlung des Gleitwiderstandes und — darauf aufbauend — die zweckmäßige Berechnung der Rutschsicherheit unter Beachtung des Porenwasser-Überdrucks.

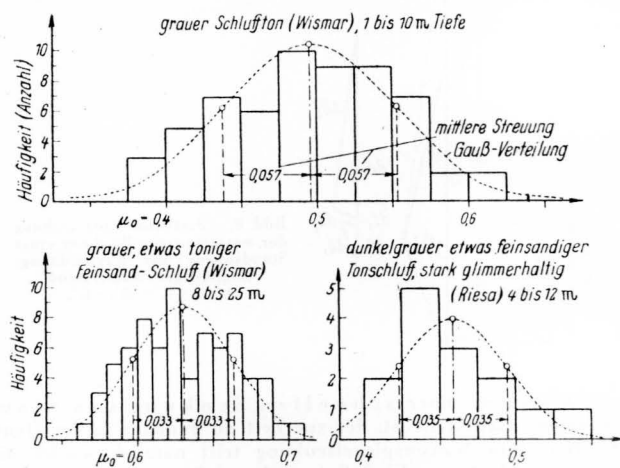


Bild 10. Reibungsbeiwert μ_0 für Erstbelastung, natürliche Streuung (Häufigkeitsverteilung).

¹⁷⁾ Solche Unsicherheiten der Berechnung müssen vorläufig durch entsprechend höheren Ansatz der rechnerischen Sicherheit überbrückt werden. Vgl. auch die Ausführungen des Verfassers darüber in ¹⁴⁾, S. 62 und 63.

Mitteilungen

aus dem

Institut für Wasserbau

(Wasserbaulaboratorium)

der

Technischen Universität Berlin-Charlottenburg

Herausgegeben von Prof. Dr.-Ing. H. Press

Zur Statik der Staudämme mit Betonkern
=====

von Joh. Ohde, Berlin.

Staudämme in immer größeren Ausmaßen sind in den letzten Jahren erbaut worden.

In zunehmender Zahl wird man Dämme statt Mauern errichten, überall dort, wo Dämme, besonders Steindämme bei Anwendung neuer Herstellungsverfahren unter Anwendung neuer Spezialgeräte billiger aufzubauen sind und selbstverständlich dort, wo wegen der Gründungsschwierigkeiten Staumauern nur schwer oder garnicht zu errichten sind.

Die Berechnungsgrundlagen für Staudämme sind inzwischen durchgebildet worden und werden weiter entsprechend den neuen Erkenntnissen und Erfahrungen verbessert.

Dabei, aber auch aus anderen Gründen, spielt die Frage der Dichtung, ob Abdichtung oder Innendichtung, die Ausbildung derselben, das Material der Dichtung u. a. und die bei jeder Ausbildung auftretenden Vorgänge statischer und strömungstechnischer Art eine ausschlaggebende Rolle.

Herausgeber hat es daher unternommen, über Staudämme in dem neuerstandenen Institut für Wasserbau grundlegende Modelluntersuchungen durchzuführen, über die nach Abschluß berichtet werden soll.

Zuvor sei jedoch den Ausführungen von Herrn Professor Ohde Raum gegeben.

Press.

Unter den Staudämmen mit Kerndichtung haben die Bauweisen mit Betonkern den Vorteil der Einsparung von Dichtungsmaterial. Denn der Betonkern wird materialmäßig so hergestellt, daß er praktisch als wasserdicht gelten kann. Lediglich als zusätzliche Sicherung gegenüber Fugen und Rissen wird wasserseitig vor dem Kern oft noch eine Lehmschürze angeordnet.

Nachteilig ist bis zu einem gewissen Grade die Starrheit des Betonkernes. Dies ist bei der Gestaltung und Bemessung zu beachten, d.h. der Betonkern ist einerseits so zu gestalten, daß er den Lammbewegungen wenigstens teilweise zu folgen vermag und andererseits stark genug zu machen, alle sich aus der Starrheit ergebenden Kraftwirkungen aufzunehmen.

Als Beispiel für die zuerst genannte Anpassung des Kernes an die Dammbewegungen sei der Sorpedamm (Ruhrgebiet) genannt, dessen Betonkern unten starr in den Felsen einbindet. Die Folge davon war eine annähernd waagerechte Bruchfuge in Höhe des unten vorgesehenen Besichtigungsganges nach dem Anstau. Durch den hinzukommenden Wasserdruck wird nämlich der luftseitige Stützkörper zusammengedrückt; kann der Betonkern unten dieser Verschiebung nicht folgen, so wird er stark auf waagerechten Schub beansprucht, wodurch sich die Rissebildung im Kern erklärt. Bei den später gebauten Staudämmen der Söse und des Odertales im Harz hat man aus diesem Grunde im unteren Bereich des Betonkernes eine waagerechte Fuge angeordnet, beim Staudamm im Odertale sogar zwei waagerechte Fugen bei einem Höhenunterschied von 9 m (Gesamthöhe des Betonkernes rd. 60 m). Durch solche Gleitfugen wird die Biegebeanspruchung des Betonkernes wesentlich herabgesetzt. Ein weiterer Vorschlag, das waagerechte Nachgeben des Betonkernes durch Anordnung zweier übereinanderliegender Gelenke zu erreichen, ist bisher praktisch noch nicht ausprobiert worden.

a) Betonkern mit unterer waagerechter Fuge.

Nach der Herstellung des Dammes ist zunächst die Beanspruchung des Kernes durch die Reibungskräfte des sich setzenden Dammes zu betrachten. Diese Reibungskräfte ergeben sich als Produkt aus dem Reibungsbeiwert M' zwischen Erde und Betonkern und dem seitlichen Erddruck E_m auf den Betonkern. Da der Reibungsbeiwert M' jeweils durch Versuche festzustellen ist, verbleibt als Aufgabe, die Größe des Erddruckes E_m ungefähr zu ermitteln. Eine genauere Ermittlung von E_m ist wegen des statisch unbestimmten Charakters der Aufgabe schwierig. Bei der Näherungslösung wird zweckmäßig vom Gleichgewicht einer Dammhälfte ausgegangen, wobei der Erddruck E_m und die Reibungskraft $R = M' \cdot E_m$ als äußere Kräfte einzuführen sind (Abb. 1)^x, desgleichen die Kräfte N und T für die waagerechte Ebene. Es gelten dann folgende Gleichgewichtsbedingungen:

x) Abbildungen siehe am Schluß des Aufsatzes.

$$G = N + R \quad (1)$$

$$\text{und } G \cdot \left\{ l + E_m \cdot \frac{h}{3} \right\} = N \cdot a' \quad (\text{Drehpunkt B}) \quad (2 \text{ a})$$

$$\text{oder } G \cdot \left\{ l - E_m \cdot \frac{h}{3} - R \cdot l \right\} = N \cdot a \quad (\text{Drehpunkt A}) \quad (2 \text{ b})$$

Zur weiteren, möglichst allgemeinen Lösung der Aufgabe sei an-
geschrieben:

$$G = \nu_m \cdot l \quad \text{und} \quad E_m = \lambda_m \cdot \delta' \cdot \frac{h^2}{2} \quad (3)$$

außerdem muß die Verteilung der Normalpressungen ν von N als
Funktion von x angeschlossen werden: $\nu = f(x)$. Für die Gleichun-
gen (1) und (2) erhält man damit:

$$\nu_m \cdot l = \int_0^l \nu \cdot dx + \mu' \cdot \lambda_m \cdot \delta' \cdot \frac{h^2}{2} \quad (I)$$

$$\nu_m \cdot \left\{ l^2 + \lambda_m \cdot \delta' \cdot \frac{h^3}{6} \right\} = \int_0^l \nu \cdot dx \cdot x' \quad (II \text{ a})$$

$$\nu_m \cdot \left\{ l^2 - \lambda_m \cdot \delta' \cdot \frac{h^2}{2} \left(\frac{h}{3} + \mu' \cdot l \right) \right\} = \int_0^l \nu \cdot dx \cdot x \quad (II \text{ b})$$

Als weitere Bedingung kommt auf Grund des Spannungsgleichge-
wichtes hinzu:

$$\nu_l = \gamma \cdot \nu_E \quad (III)$$

wobei der Faktor γ allerdings wegen der statischen Unbestimmt-
heit nur ungefähr anzugeben ist (s. weiter nachstehend).

Zur Auswertung der Bedingungen (I) bis (III) müssen wir für ν
eine passende Näherungsfunktion einführen. Als solche sei zu-
nächst angenommen:

$$\nu = \nu_1 \frac{x}{l} - \nu_2 \left(\frac{x}{l} \right)^n \quad (4)$$

Man findet damit nach (I) und (II b):

$$\nu_m \cdot l = \nu_1 \frac{l}{2} - \nu_2 \frac{l}{n+1} + \mu' \cdot \lambda_m \cdot \delta' \cdot \frac{h^2}{2} \quad \text{od.} \quad \nu_1 - \frac{2}{n+1} \nu_2 = 2 \nu_m - \mu' \lambda_m \delta' \frac{h^2}{l} \quad (5)$$

$$\text{und} \quad \nu_m \left\{ l^2 - \lambda_m \cdot \delta' \cdot \frac{h^2}{2} \left(\frac{h}{3} + \mu' \cdot l \right) \right\} = \nu_1 \frac{l^2}{3} - \nu_2 \frac{l^2}{n+2}$$

$$\text{oder} \quad \nu_1 - \frac{3}{n+2} \nu_2 = 3 \left\{ \nu_m - \lambda_m \cdot \delta' \cdot \frac{h^2}{2l} \left(\frac{h}{l} + 3 \mu' \right) \right\} \quad (6)$$

In diesen zwei Gleichungen sind v_1, v_2, n und λ_m unbekannt. Selbst wenn (III) noch hinzugenommen wird, fehlt also noch eine Gleichung, um alle 4 Unbekannten bestimmen zu können.

Diese fehlende Gleichung liefert uns jedoch das Spannungsgleichgewicht in der Böschungsebene. Nach Abb. 2 gilt für das Gleichgewicht in lotrechter Richtung:

$$g_1 + E_{1w} \cdot \text{tg} \beta = c_1 \cdot \delta \cdot \frac{h^2}{2}$$

oder mit $b = \text{tg} \beta$ nach kurzer Rechnung:

$$c_1 = b (1 + \lambda_1 \cdot b^2) \quad (7)$$

wobei also λ_1 die Verhältniszahl des Erddruckes in der Nachbarschaft der Böschungsoberfläche bedeutet. λ_1 wird wahrscheinlich nicht viel kleiner als 1,0 sein, weil der untere Grenzwert des aktiven Erddruckes kaum vorhanden sein dürfte. Der Größtwert von λ_1 wird durch den Erdwiderstand begrenzt nach der Formel (vgl. "Bautechnik" 1938, S. 242, Gl. 47 b):

$$\lambda_{1,max} = \frac{1}{[\sqrt{1+\mu^2} - \sqrt{\mu^2 - b^2}]^2} \quad (8)$$

Geht man z. B. von einer Böschungsneigung 1:3/3 oder $\text{tg} \beta = b = 0,30$ und einem Reibungsbeiwert μ von 0,55 aus, so ist

$$\lambda_{1,max} = \frac{1}{[\sqrt{1+0,55^2} - \sqrt{0,55^2 - 0,3^2}]^2} \approx 2,15$$

Bei der nachfolgenden Zahlenrechnung soll vergleichsweise von den Werten $\lambda_1 = 1,0, 1,5$ und $2,0$ ausgegangen werden. Auf jeden Fall läßt Abb. 2 erkennen, daß durch das Böschungsgleichgewicht der Anfangsanstieg der v -Verteilung gegeben ist, also

$$\left(\frac{dv}{dx}\right)_{x=0} = c_1 \cdot \delta \quad (9)$$

Für die vorläufig angenommene Näherungsfunktion (4) ist damit v_1 gegeben, denn es muß offenbar gelten:

$$\left(\frac{dv}{dx}\right)_{x=0} = \frac{v_1}{L} = c_1 \cdot \delta \quad \text{oder} \quad v_1 = c_1 \cdot \delta \cdot L \quad (10)$$

Es bleiben damit in (5) und (6) noch die Unbekannten v_2, λ_m und n übrig, und wenn wir n zunächst einmal als bekannt annehmen, können wir ansetzen:

$$\frac{2}{n+1} v_2 - \mu' \cdot \delta \cdot \frac{h^2}{l} \cdot \lambda_m = v_1 - 2 v_m$$

$$\frac{3}{n+2} v_2 - \delta \frac{h^2}{2l} \left(\frac{h}{l} + 3\mu' \right) \lambda_m = v_1 - 3 \xi v_m$$

Aus der ersten Gleichung folgt:

$$v_2 = \frac{n+1}{2} [v_1 - 2 v_m + \mu' \cdot \delta \cdot \frac{h^2}{l} \cdot \lambda_m] \quad (11)$$

Die Einsetzung dieses Wertes in die 2. Gleichung liefert nach kurzer Zwischenrechnung:

$$\left[3\mu' + (n+2) \frac{h}{l} \right] \frac{h}{l} \cdot \lambda_m = (n-1) \frac{v_1}{\delta \cdot h} - 6 \left[(1-\xi)(n+1) - \xi \right] \frac{v_m}{\delta \cdot h} \quad (12)$$

Schließlich liefert die Einsetzung dieses λ_m -Wertes für v_2 anstatt (11):

$$v_2 = (n+1)(n+2) \frac{\frac{1}{2} (\mu' + \frac{h}{l}) v_1 - (3\mu' (1-\xi) + \frac{h}{l}) v_m}{3\mu' + (n+2) \frac{h}{l}} \quad (13)$$

Zahlenmäßig erhält man für einen Dreiecksdamm mit $\mu' = 0,50$, $\text{tg } \beta = b = 0,30$ und $\xi = 2/3$:

$$\frac{v_1}{\delta \cdot h} = (1 + \lambda_1 b^2) b \cdot \frac{l}{h} = (1 + \lambda_1 \cdot 0,09) \frac{0,3}{0,3} = 1 + 0,09 \cdot \lambda_1$$

oder, wenn λ_1 zunächst zu 1,0 angenommen wird: $\frac{v_1}{\delta \cdot h} = 1,09$.

$$\frac{v_m}{\delta \cdot h} = \frac{\frac{1}{2} \cdot \delta \cdot h}{\delta \cdot h} = \frac{1}{2}$$

Schließlich nach (12):

$$\left[3 \cdot 0,5 + 0,3 (n+2) \right] 0,3 \cdot \lambda_m = 1,09 (n-1) - 6 \left[\frac{1}{3} (n+1) - \frac{2}{3} \right] \cdot 42$$

$$\text{oder } \lambda_m = \frac{n-1}{n+7} = \begin{matrix} 0,111 & 0,200 & 0,273 & 0,333 \end{matrix}$$

$$\text{für } n = \begin{matrix} 2 & 3 & 4 & 5 \end{matrix}$$

$$\text{nach (11)} \quad \frac{v_2}{\delta \cdot h} = \begin{matrix} 0,160 & 0,267 & 0,400 & 0,560 \end{matrix}$$

$$\frac{v_1 - v_2}{\delta \cdot h} = \begin{matrix} 0,930 & 0,823 & 0,690 & 0,530 \end{matrix}$$

$$\psi = (v_1 - v_2) \frac{1}{\lambda_m \cdot \delta \cdot h} = \begin{matrix} 8,4 & 4,11 & 2,53 & 1,59 \end{matrix}$$

Diese Zahlen zeigen, daß λ_m mit n zunimmt, γ dagegen mit n abnimmt. Um demnach einen möglichst großen Verhältniswert λ_m des Erddruckes zu erhalten, ist n möglichst groß und γ (nach Gl. III) möglichst gering anzusetzen. Diese Werte dürfen jedoch nicht willkürlich gewählt werden. Als erster Punkt ist zu beachten, daß der aktive Erddruck E_a nicht unterschritten werden darf. Nach "Bautechnik" 1938, S. 242, Gl. (47 a) gilt für E_a :

$$\lambda_a = \frac{1}{[\sqrt{1+M^2} + \sqrt{(M+M')(M+b)}]^2} = \frac{1}{[\sqrt{1+0,55^2} + \sqrt{(0,55+0,50)(0,55+0,30)}]^2} = 0,230 .$$

Vergleicht man mit den vorher errechneten Zahlenwerten, so muß hiernach im vorliegenden Falle $n > 3,4$ sein. Nach "Bautechnik" 1938, S. 157, liefert das Spannungsgleichgewicht für den E_a -Zustand die Formel:

$$\gamma_{max} = M'^2 + (\sqrt{1+M'^2} + \sqrt{M'^2 - M'^2})^2 \quad (14)$$

in Zahlen: $\gamma_{max} = 0,5^2 + (\sqrt{1+0,55^2} + \sqrt{0,55^2 - 0,5^2})^2 \approx 2,13 .$

Der Vergleich mit den Zahlenwerten ergibt hier nach Abb. 3: $n > 4,37$, d.h. die Bedingung (14) läßt weniger Spielraum als der λ_a -Wert. Andererseits darf aber auch nach dem Spannungsgleichgewicht ein unterer Wert nicht unterschritten werden. Ein solcher Wert γ_{min} wäre nach (14) für $M = M'$: $\gamma_{min} = M'^2 + \sqrt{1+M'^2} = 0,5^2 + \sqrt{1,25} \approx 1,37$. Jedoch ist hier ähnlich wie in der Erd-drucklehre die Empfindlichkeit des γ -Wertes nach (14) für ein M zu beachten, welches nur wenig (z.B. 2 %) größer ist als M' .

Ein wahrscheinlicherer Wert als 1,37 ist daher:

$$\gamma_{min} \approx M'^2 + (\sqrt{1+1,02^2 \cdot M'^2} + \sqrt{(M'+M')(1,02M'-M')})^2$$

oder $\gamma_{min} \approx M'^2 + (\sqrt{1+1,04 M'^2} + 0,2 M')^2, \quad (15)$

in Zahlen: $\gamma_{min} \approx 0,5^2 + (\sqrt{1+1,04 \cdot 0,5^2} + 0,2 \cdot 0,5)^2 \approx 1,75.$

Der Vergleich mit den früheren Werten liefert jetzt: $n < 4,79$.

Auf Grund des Spannungsgleichgewichtes muß hiernach n zwischen den Werten 4,37 und 4,79 liegen und damit $\lambda_m = \frac{n-1}{n+7}$ zwischen 0,297 und 0,322, wobei aber die höheren Werte von vornherein wahrscheinlicher sind, weil mit dem unteren Grenzstand des Gleichgewichtes, der Gl. (14) zugrundeliegt, wohl nicht zu rechnen ist. Für diese Annahme spricht auch, daß für $\psi_{\max} = 2,13$ $\lambda_{m,1} > \lambda_a$ gefunden wurde, so daß für das erhaltene ψ_{\max} der untere Grenzstand des Gleichgewichtes gar nicht mehr vorhanden ist. ψ wird also mehr in der Nähe von ψ_{\min} liegen als in der Nähe von ψ_{\max} . Da außerdem der größere Wert von $\lambda_{m,1}$ für die Beanspruchung des Betonkernes der ungünstigere ist, so wird der Fehler nur gering sein (wahrscheinlich $< 2\%$), wenn man ψ_{\min} nach (15) der Berechnung zugrunde legt.

Nachdem wir uns über die Größe des Faktors ψ Klarheit verschafft haben, wobei zugleich die hinreichend eindeutige Lösung der Aufgabe erkennbar wurde, können wir jetzt Gl. (III) in die Rechnung einführen, um das zugehörige n zu bestimmen. Der Ansatz $v_1 - v_2 = \psi \lambda_m \cdot \delta \cdot h$ oder $\frac{v_1 - v_2}{\delta \cdot h} = \psi \lambda_m$ liefert nach Einsetzen von v_2 nach (13) und λ_m nach (12) zunächst:

$$\frac{v_1}{\delta \cdot h} - (n+1)(n+2) \frac{\frac{1}{2} \left(\mu' + \frac{h}{l} \right) \frac{v_1}{\delta \cdot h} - \left(3\mu'(1-\xi) + \frac{h}{l} \right) \frac{v_m}{\delta \cdot h}}{3\mu' + (n+2) \frac{h}{l}} =$$

$$= \psi \frac{(n-1) \frac{v_1}{\delta \cdot h} - 6 \left[(1-\xi)(n+1) - \xi \right] v_m \cdot \frac{1}{\delta \cdot h}}{\left[3\mu' + (n+2) \frac{h}{l} \right] \frac{h}{l}}$$

Nach einiger Zwischenrechnung erhält man hieraus für n die quadratische Gleichung:

$$\left[\frac{1}{2} \left(\mu' + \frac{h}{l} \right) \frac{v_1}{\delta \cdot h} - \left(3\mu'(1-\xi) + \frac{h}{l} \right) \frac{v_m}{\delta \cdot h} \right] (n+1)^2 + \left[\psi \frac{L}{h} \left(\frac{v_1}{\delta \cdot h} - 6(1-\xi) \frac{v_m}{\delta \cdot h} \right) + \frac{\mu'}{2} \cdot \frac{v_1}{\delta \cdot h} - \left(3\mu' + \frac{h}{l} \right) \frac{v_m}{\delta \cdot h} \right] \cdot (n+1) = \left(3\mu' + \frac{h}{l} \right) \frac{v_1}{\delta \cdot h} + 2\psi \frac{L}{h} \left(\frac{v_1}{\delta \cdot h} - 3\xi \frac{v_m}{\delta \cdot h} \right). \quad (16)$$

In Zahlen für $\psi = 1,75$ und $\frac{v_1}{\delta \cdot h} = (1 + \lambda_1 \cdot b^2) b \cdot \frac{1}{h}$:

$$\left[\frac{1}{2} (0,5 + 0,3) (1 + 0,09 \lambda_1) - (3 \cdot 0,5 \cdot \frac{1}{3} + 0,3) \frac{1}{2} \right] \cdot (n+1)^2 +$$

$$+ \left[1,75 \frac{1}{0,3} (1 + \lambda_1 - 0,09 - 6 \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{2}) + \frac{0,5}{2} (1 + 0,09 \lambda_1) - (3 \cdot 0,5 \cdot \frac{1}{3} + 0,3) \frac{1}{2} \right] \cdot (n+1) =$$

$$= (3 \cdot 0,5 + 0,3) (1 + 0,09 \lambda_1) + 2 \cdot 1,75 \cdot \frac{1}{0,3} (1 + 0,09 \lambda_1 - 3 \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{2})$$

oder $0,036 \lambda_1 (n+1)^2 + (0,5475 \lambda_1 - 0,15)(n+1) = 1,8 + 1,212 \lambda_1$.

Man erhält damit unter Berücksichtigung von (12) folgende Werte:

für $\lambda_1 =$	1,0	1,5	2,0
$n =$	4,17	3,06	2,53
$\lambda_m =$	0,284	0,307	0,317

λ_m ist hiernach mit λ_1 nicht sehr stark veränderlich, so daß λ_m genügend genau erhalten wird, wenn λ_1 nur roh geschätzt werden kann.

An der bisherigen Lösung der Aufgabe kann bemängelt werden, daß die Annahme der Näherungsfunktion (4) auf das Ergebnis von Einfluß sein kann. Eine Nachprüfung durch weitere Näherungsfunktionen erscheint daher erwünscht. Es sei aus diesem Grunde jetzt angenommen:

$$v = v_1 \cdot \sin \frac{\pi}{2} \frac{x}{l} + v_2 \cdot \sin \pi \frac{x}{l} - v_3 \cdot \sin 2\pi \frac{x}{l} \quad (17)$$

(Überlagerung von Sinuslinien nach Abb. 4).

Mit diesem neuen Ansatz liefert Gl. (I):

$$l \cdot v_m = \frac{2}{\pi} (v_1 \cdot l + v_2 \cdot l) + \mu' \cdot \lambda_m \cdot \delta \cdot \frac{h^2}{2}$$

oder

$$4(v_1 + v_2) = 2\pi v_m - \pi \mu' \cdot \delta \cdot \frac{h^2}{l} \cdot \lambda_m \quad (18)$$

Mit Hilfe von (II a) wird erhalten:

$$v_m \cdot \xi \cdot l^2 + \lambda_m \cdot \delta \cdot \frac{h^3}{6} = \int_0^l x dx \left(v_1 \cdot \cos \frac{\pi}{2} \frac{x}{l} + v_2 \cdot \sin \pi \frac{x}{l} + v_3 \cdot \sin 2\pi \frac{x}{l} \right)$$

oder

$$v_m \cdot \xi \cdot l^2 + \lambda_m \cdot \delta \cdot \frac{h^3}{6} = v_1 l^2 \left(\frac{2}{\pi} - \frac{4}{\pi^2} \right) - v_2 \cdot l^2 \cdot \frac{1}{\pi} + v_3 \cdot l^2 \cdot \frac{1}{2\pi}$$

oder

$$12(\pi - 2)v_1 + 6\pi v_2 - 3\pi v_3 = 6\pi^2 \xi v_m + \pi^2 \delta \cdot \frac{h^3}{l^2} \cdot \lambda_m \quad (19)$$

Gl. (III) liefert einfach:

$$v_1 = \psi \cdot \lambda_m \cdot \delta \cdot h \quad (20)$$

Schließlich ist noch die Bedingung (9) zu berücksichtigen.

Man findet durch Differenzieren von (17):

$$\frac{dv}{dx} = v_1 \left(\cos \frac{\pi}{2} \frac{x}{l} \right) \frac{\pi}{2l} + v_2 \left(\cos \pi \frac{x}{l} \right) \frac{\pi}{l} - v_3 \left(\cos 2\pi \frac{x}{l} \right) \frac{2\pi}{l}$$

und für $x = 0$:

$$\delta \cdot b(1 + \lambda_1 b^2) = \frac{\pi}{2l} v_1 + \frac{\pi}{l} v_2 - \frac{2\pi}{l} v_3$$

oder

$$v_1 + 2v_2 - 4v_3 = \frac{2}{\pi} (1 + \lambda_1 b^2) \delta \cdot b \cdot l \quad (21)$$

Die Gleichungen (18) bis (21) sind jetzt nach den Unbekannten v_1, v_2, v_3 und λ_m aufzulösen. Aus (21) folgt:

$$v_3 = \frac{v_1}{4} + \frac{v_2}{2} - \frac{1}{2\pi} (1 + \lambda_1 \cdot b^2) \gamma \cdot b \cdot l \quad (21a)$$

Wird dieser Wert in (19) eingesetzt, so ergibt sich

$$\left[12\left(1 - \frac{2}{\pi}\right) - \frac{3}{4}\right] v_1 + 4,5 v_2 = 6\pi \left\{ v_m' + \pi \cdot \gamma \cdot h^3 \frac{1}{l^2} \cdot \lambda_m - \frac{1}{2\pi} (1 + \lambda_1 \cdot b^2) \gamma \cdot b \cdot l \right\} \quad (19a)$$

Aus (18) folgt: $v_2 = -v_1 + \frac{\pi}{2} \cdot v_m' - \frac{\pi}{4} \mu' \cdot \gamma \cdot \frac{h^2}{l} \cdot \lambda_m$ (18a)

welcher Wert in (19a) eingesetzt werden kann:

$$\left[12\left(1 - \frac{2}{\pi}\right) - \frac{21}{4}\right] v_1 - \pi \gamma \frac{h^2}{l} \left(\frac{h}{l} + \frac{9}{8} \mu'\right) \lambda_m = 3\pi \left(2 \xi' - \frac{3}{4}\right) v_m' - \frac{1}{2\pi} (1 + \lambda_1 \cdot b^2) \gamma \cdot b \cdot l$$

Die Einsetzung von (20) liefert schließlich nach Vervielfachung mit (-1,0):

$$\left\{ \underbrace{\left[\frac{21}{4} - 12\left(1 - \frac{2}{\pi}\right) \right]}_{0,8894} \right\} v_1 + \pi \left[\frac{9}{8} \mu' + \frac{h}{l} \right] \frac{h}{l} \lambda_m = 3\pi \left(\frac{3}{4} - 2 \xi' \right) \frac{v_m'}{\gamma \cdot h} + \frac{b}{2\pi} (1 + \lambda_1 \cdot b^2) \frac{l}{h} \quad (22)$$

Für unser Zahlenbeispiel ist mit $\psi = 1,75$:

$$\left[0,8894 \cdot 1,75 + \pi \left(\frac{9}{8} \cdot 0,5 + 0,3 \right) 0,3 \right] \lambda_m = 3\pi \left(\frac{3}{4} - 2 \cdot \frac{1}{3} \right) \frac{1 + 0,3}{2 + 2\pi} (1 + \lambda_1 \cdot 0,09) \frac{1}{0,3}$$

oder $\lambda_m = 0,233 + 0,0605 \lambda_1 = 0,293 \quad 0,324 \quad 0,354$

für $\lambda_1 = 1,0 \quad 1,5 \quad 2,0$

(Werte für Gl. 4: $\lambda_m = 0,284 \quad 0,307 \quad 0,317$).

Abb. 5 zeigt den Vergleich der nach (4) und (17) berechneten Werte für λ_m . Die Übereinstimmung ist für $\lambda_1 = 1,0$ recht gut; jedoch nehmen die Unterschiede zu für $\lambda_1 = 1,5$ und $2,0$. Dieses ist aus dem Charakter der Kurven auch durchaus erklärlich. Die Sohl-druckverteilung v muß in der Nähe der Böschungsebene weitgehend der Gleichung einer Geraden entsprechen. Die Sinuslinien nach (17) erfüllen von vornherein diese Forderung, Gleichung (4) dagegen nur für höhere n -Werte. Z.B. wurde für $\lambda_1 = 2,0$ erhalten: $n = 2,53$, also fast schon eine quadratische Parabel. Eine solche Kurve kann natürlich die erwähnte Forderung nur noch angenähert erfüllen.

Aus diesem Grunde dürfte die zuletzt mit Hilfe von (17) erhaltene Lösung die zuverlässigere sein. Da sie auch rechnerisch bequemer ist (Gl. 22 liefert z. B. die Gleichung einer Geraden) und obendrein die größeren λ_m -Werte liefert, verdient sie bevorzugte Anwendung.

Eine Unbestimmtheit bleibt bei der bisherigen Lösung noch bestehen: Der Verhältniswert λ_m für den Erddruck auf den Betonkern ist (z.B. nach Gl. 22 oder Abb. 5) vom Verhältniswert λ_1 des Böschungsdruckes abhängig. Diese Unbestimmtheit ist im strengen Sinne nur zu beseitigen, wenn auf die Verformungsbedingungen des Dammkörpers im Sinne der Elastizitätslehre eingegangen wird. Solche Untersuchungen müssen aber von vornherein außerordentlich umständlich erscheinen, wenn man bedenkt, daß die Formänderungszahl der Dammerde mit der wirksamen Pressung zunimmt, also in der Querschnittsebene örtlich veränderlich ist. Mit Rücksicht darauf, daß λ_m nach Abb. 5 sich mit λ_1 nur langsam ändert, erscheint eine genaue Lösung für unseren Zweck auch kaum lohnend, und es dürfte eine ungefähre Abschätzung von λ_1 genügen. Ein Näherungswert der unteren Grenze von λ_1 ist durch die Ruhedruckzahl λ_0 (Erddruck auf unnachgiebige Wände) gegeben. Eine entsprechende obere Grenze wäre für schwere Stampfarbeit (die in der Nähe der Böschung aber kaum in Frage kommen dürfte) ungefähr zu $\frac{1}{\lambda_0}$ anzunehmen. Das geometrische Mittel beider Grenzwerte ist 1,0, welcher Wert demnach einige Wahrscheinlichkeit für sich hat. Will man auf alle Fälle genügend ungünstig rechnen, so empfiehlt sich die Einsetzung des Mittelwertes:

$$\lambda_1 \approx \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\lambda_0} \right) = \frac{1 + \lambda_0}{2 \cdot \lambda_0} \quad (23).$$

Für unser Zahlenbeispiel ist mit $\lambda_0 \approx 0,60$:

$$\lambda_1 \approx \frac{1+0,60}{2 \cdot 0,60} = \frac{1,6}{1,2} = 1,333 \text{ und } \lambda_m \approx 0,233 + 0,0605 \cdot 1,333 = 0,314.$$

Ist der Verhältniswert λ_m genügend genau bekannt, so erhält man als gesamte Reibungskräfte für das untere Ende des Betonkernes (Abb. 6):

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= M'_1 \cdot \lambda_m \cdot \gamma \cdot \frac{h^2}{2} \\ \text{und } R_2 &= M'_2 \cdot \lambda_m \cdot \gamma \cdot \frac{h^2}{2} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

mit μ als Beiwert für die Reibung zwischen Betonkern und Erde. Oft werden die Beiwerte μ_1 und μ_2 linksseitig und rechtsseitig des Betonkernes voneinander verschieden sein, wodurch dann die Mittelkraft ($R_1 + R_2$) mit einer gewissen Ausmitte auf den Betonkern einwirkt. Man kann eine solche Ausmitte vermeiden, wenn man beiderseits des Betonkernes eine lotrechte Erdschicht von gleich geringer innerer Reibung (z.B. Lehm oder Ton) einbringt. Außerdem kann auf diese Weise auch der Gesamtbetrag der Reibung herabgesetzt werden, indem beiderseits des Betonkernes eine dünne Tonschicht mit hochgezogen wird.

Bisher haben wir stillschweigend vorausgesetzt, daß wenigstens jede Dammhälfte aus einheitlichem Material besteht. Oft wird aber der Dammkörper noch weiter aufgegliedert, indem z.B. wasserseitig zur Erhöhung der Wasserdichtigkeit vor dem Kern oft eine Lehmschürze eingebaut wird. In einem solchen Falle können die Normalspannungen γ in einer waagerechten Damnebene nicht mehr nach Abb. 1 völlig stetig verlaufen, sondern müssen nach Abb. 7a einen Sprung aufweisen, weil die Lehmschürze stärker zusammendrückbar ist als der übrige Dammkörper, die Bedingung gleicher Setzung also ungleiche Pressungen zur Folge haben muß. Angenähert kann man wohl zunächst nach den bisherigen Formeln rechnen und ändert dann die in Abb. 7a gestrichelt eingetragene Linie der Normalspannungen so um, wie es die Abbildung zeigt, wobei darauf zu achten ist, daß die (eng schraffiert dargestellten) zusätzlichen Spannungen für die Unstetigkeitsstelle kein Moment übrig lassen und der Spannungssprung etwa dem Verhältnis der Zusammendrückungszahlen der beiden Erdarten entspricht. - Die Berechnung von E_m bleibt demnach im wesentlichen die gleiche wie vorhin für einheitlichen Erdkörper, nur daß die Zahlenwerte für λ_1 und γ den neuen Verhältnissen Rechnung tragen müssen.

b) Der Zustand nach dem Wasseranstau.

Durch das Hinzutreten des Wasserdruckes nach dem Anstau wird der Betonkern gegen den luftseitigen Stützkörper gedrückt. Dieser Stützkörper wird dabei merklich zusammengedrückt, wodurch der Betonkern nach der Luftseite hin verschoben wird - und zwar, wie die Messungen am Sösedamm ergeben haben, unten um mehrere Zentimeter und oben um einige Dezimeter. Diese Kernverschiebung, die

durch die untere Gleitfuge ermöglicht wird, ist demnach auf jeden Fall so groß, daß wasserseitig der untere Grenzwert des (aktiven) Erddruckes E_a wirksam wird. Der Wasserdruck kommt dadurch im Endergebnis statisch nicht voll zur Wirkung (wiewohl er natürlich als Pressung voll wirkt), da durch ihn der Erddruck von E_m auf E_a absinkt. - Durch den Auftrieb wird gleichzeitig das Gewicht des wasserseitigen Dammkörpers stark vermindert, wodurch die Normalpressungen ν in der Dammkörpersohle entsprechend absinken, wie in Abb. 8a angedeutet ist.

Luftseitig bleibt dagegen das Gewicht des Dammkörpers erhalten, so daß der Inhalt der Sohlspannungsfläche derselbe bleiben muß, wengleich sich auch die Pressungen ν etwas verändern wegen der stärkeren waagerechten Kräfte und der entsprechend größeren Schubkraft T in der Sohlfuge (vgl. Abb. 8). Da der luftseitige Dammkörper infolge der erwähnten waagerechten Verdrückung vermöge der Querdehnung das Bestreben haben wird, sich lotrecht zunächst nicht weiter zu setzen, so kann angenommen werden, daß die Reibungskraft R_2 wahrscheinlich durch den Wasseranstau nicht weiter zunehmen wird, sondern annähernd gleich bleibt. Damit liegt das Kräftegleichgewicht des luftseitigen Dammkörpers ungefähr so fest, wie es in Abb. 8 vorgeführt ist.

Wenn nun auch R_2 annähernd den gleichen Wert behält, so wird doch der Betonkern jetzt ungünstiger beansprucht, weil R_1 durch das Absinken des wasserseitigen Erddruckes jetzt mit $R_1 = \mu'_1 \cdot E_{aw}$ bedeutend kleiner ist als vor dem Anstau, so daß durch das größere R_2 eine starke Ausmitte zustande kommt.

Neben einer gewissen ausmittigen Druckbeanspruchung wird der Betonkern auch auf Biegung beansprucht, weil einerseits der Wasserdruck etwas tiefer angreift als der Erddruck und andererseits in der unteren Gleitfuge ein gewisser Reibungswiderstand wirksam wird. Auf die überschlägliche Ermittlung dieser Biegemomente wird in einer späteren Fortsetzung dieses Aufsatzes eingegangen werden. Vorerst sei in dieser Hinsicht auf den Aufsatz von Prof. Dr. Alfred Streck: "Die Ausbildung des Betonkernes bei Staudämmen und seine Berechnung" in "Bautechnik" 1929, S. 838, hingewiesen.

Das Krafteck in Abb. 8 läßt in einfacher Weise die Schubbeanspruchung der luftseitigen Dammsohle erkennen, wodurch Anhaltspunkte für die vorhandene Gleitsicherheit erhalten werden. Ist die Dammsohle waagrecht, so kann man den mindestens erforderlichen Reibungswinkel ζ_{erf} unmittelbar aus Abb. 8 b ablesen. Ist dagegen die Dammsohle geneigt und der Fels womöglich noch von einer Erdschicht überlagert, so ist mit einer entsprechend geneigten Gleitfläche zu rechnen und am Dammfuß der Erdwiderstand E_p anzusetzen. Das Gleichgewicht der Kräfte liefert dann die strichpunktiert eingetragene resultierende, deren Neigung zur Gleitflächennormalen dann ebenfalls den erforderlichen Reibungswinkel ζ_{erf} ergibt. Um eine eindeutige Sicherheit $\zeta_{\text{vorh}}/\zeta_{\text{erf}}$ (oder besser noch $\text{tg } \zeta_{\text{vorh}}/\text{tg } \zeta_{\text{erf}}$) zu erhalten, sind die Erddrucke E_a und E_p für diesen Zweck nicht für ζ_{vorh} , sondern für den geringeren (gedachten) Wert ζ_{erf} zu berechnen.

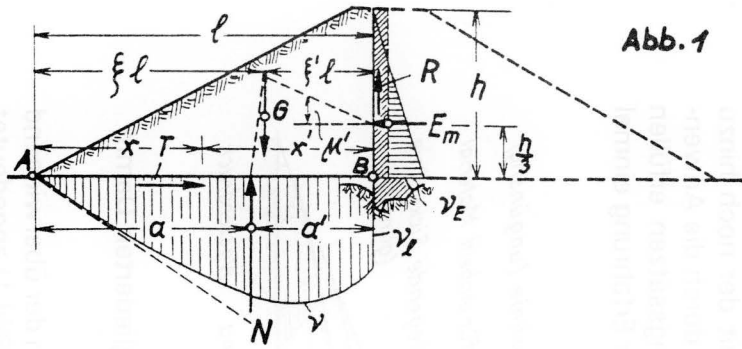


Abb. 1

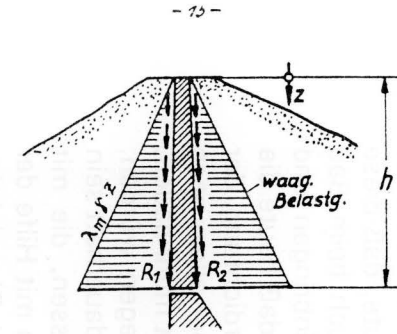


Abb. 6

Abb. 7

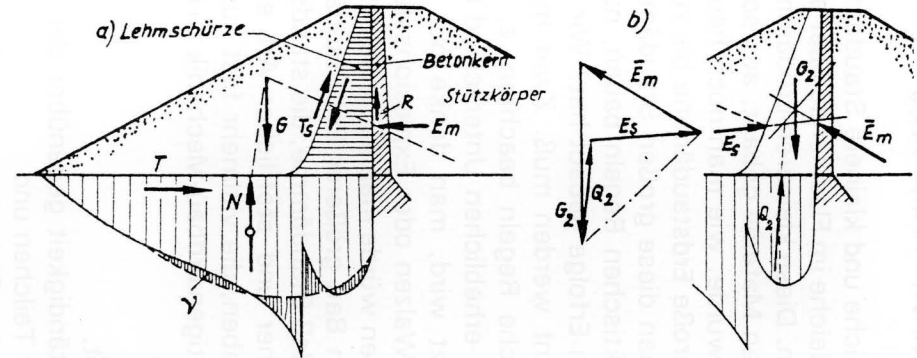


Abb. 8

Abb. 2

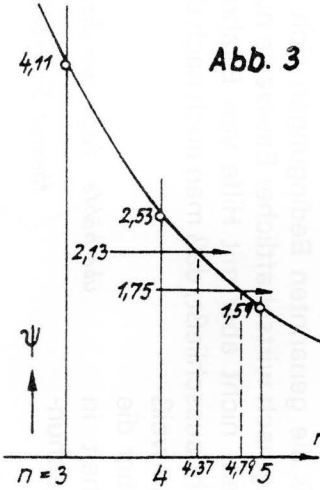
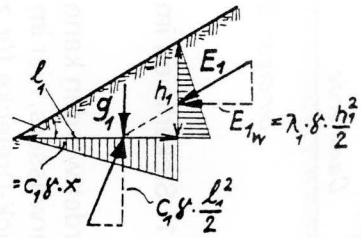


Abb. 3

Abb. 4

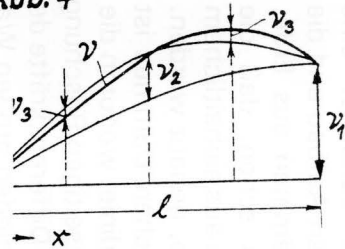
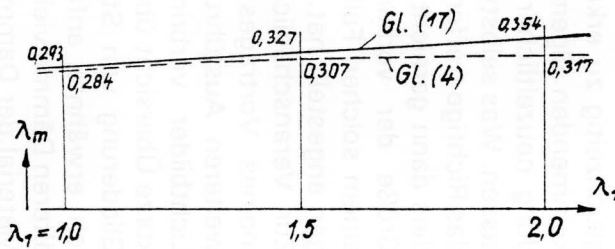


Abb. 5



Erdstoffprüfungen und Standsicherheits-Untersuchungen beim Bau von Staudämmen

Von alters her hat man bekanntlich Deiche und kleinere Staudämme aus Erde gebaut. Ich erinnere nur an die Hochwasserschutzdeiche im Flachlande oder an die vielen kleinen Staudämme in manchen Bergwerksgebieten. Diese kleineren Erddämme wurden meist aus einheitlichem, mehr oder weniger lehmigen Material gebaut, aus sogenannter "Dammerde", die beim Einbau meist gut verdichtet wurde, wie man noch heute feststellen kann. Nun baut man in unserer Zeit bekanntlich große Erdstaudämme bis zu 100 m Höhe und mehr. Hier tritt sofort die Frage auf: Kann man diese großen Staudämme auch noch nach den gleichen handwerklichen oder baupraktischen Regeln bauen, nach denen man offenbar früher die kleineren Dämme mit gutem Erfolge gebaut hat? Wir wissen heute, daß diese Frage - aufs Ganze gesehen - verneint werden muß. Zwar muß man auch beim Bau größerer Dämme gewisse baupraktische Regeln beachten, z. B. beim Einbringen und Verdichten der Dammassen - mit dem erheblichen Unterschied allerdings, daß heute die Maschinenkraft weitgehend eingesetzt wird, man denke nur an die Verdichtung der Massen mittels schwerer Fahrzeuge, Walzen oder Explosionsstamper. Aber allein nach solchen Erfahrungssätzen und Richtlinien würde man heute selbst dann nicht mehr bauen, wenn sehr viele Erfahrungen über den Bau größerer Erd-Staudämme vorliegen würden. Man hat nämlich inzwischen erkannt, daß Staudämme, die standsicher und dauerhaft sein sollen, gewisse Bedingungen statischer und stofflicher Art erfüllen müssen, die mit Erfahrung kaum noch etwas zu tun haben, die vielmehr fast ausschließlich mit Hilfe der Prüf- und Berechnungsverfahren der heutigen Erdbau-Mechanik zu erfüllen sind. Die wichtigsten Bedingungen solcher Art sind:

1. Ausreichende Wasserdichtigkeit,
2. volle Dauerhaftigkeit oder Beständigkeit gegenüber der Erosionsgefahr, also der Gefahr der Fortspülung feinerer Teilchen und
3. Ausreichende Standsicherheit, also Sicherheit gegenüber der Rutschgefahr.

Die Erörterung dieser Bedingungen im einzelnen wird jetzt zeigen, in welcher Weise die neuen Verfahren der Grundbaumechanik zweckmäßig angewandt werden. Dabei wird gleichzeitig zu erkennen sein, daß die genannten Bedingungen sich mit der noch hinzu kommenden allgemeinen Forderung nach wirtschaftlicher Bauweise nur durch die Anwendung neuzeitlicher Untersuchungen, nicht aber mit Hilfe von Erfahrungssätzen erfüllen lassen. Was selbstverständlich nicht ausschließt, daß man auch nach der Erfahrung einmal das Richtige treffen kann. Aber man weiß dies dann garnicht, weil man ja über die Größe der vorhandenen Sicherheit in einem solchen Falle keine Untersuchungen angestellt hat.

Zur Veranschaulichung und Abkürzung meines Vortrages werde ich nun die weiteren Ausführungen anhand einiger Lichtbilder vorbringen. Zunächst eine kurze Übersicht über den Aufbau und die Gliederung von Staudämmen aus Erde. Ich erwähnte anfangs schon, daß die älteren Dämme vielfach aus einheitlichem Material, der Dammerde, gebaut wurden. Der Nachteil eines solchen Dammes ist die hochliegende Sickerlinie, wodurch die

Standsicherheit der luftseitigen Böschung gefährdet werden kann wegen der überwiegend waagrecht wirkenden Differenzkräfte des Sickerwassers, hier im Bilde (Bild 1) angedeutet durch die beiden verschieden großen Wasserdruck-Dreiecke für zwei annähernd lotrechte

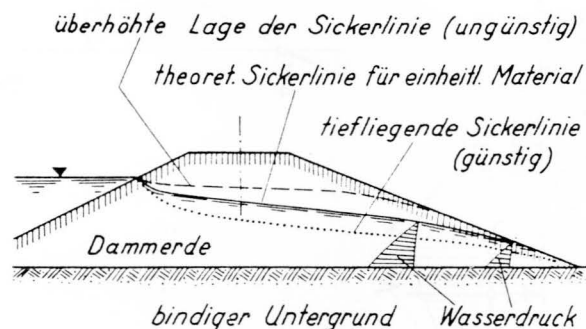


Bild 1 Sickerlinien im ungegliederten Damm

Schnittflächen. Daß eine so hohe Lage der Sickerlinie vorkommen kann, haben wir verschiedentlich durch Messungen des Sickerwasserspiegels in Bohrlöchern und durch Beobachtung von Wasseraustritt am luftseitigen Dammfuß feststellen können. Der Verlauf der Sickerlinie entspricht allerdings nicht in jedem Falle der hier dargestellten theoretischen Linie, weil die bindigen Bestandteile am Dammquerschnitt oft ungleichmäßig verteilt sind. Sind die Erdmassen auf der Wasserseite bindiger als auf der Luftseite, so liegt die Sickerlinie tiefer, etwa nach der punktierten Linie. Sind dagegen umgekehrt auf der Luftseite die bindigeren Massen eingebaut, so ist eine höhere Lage der Sickerlinie nach der gestrichelten Linie die Folge. In diesem Falle wird die luftseitige Böschung durch den waagerechten Druck des Sickerwassers besonders ungünstig beansprucht, und es ist dann unbedingt erforderlich, die luftseitige Böschung durch sandige oder kiesige Massen abzudecken.

Durch diese einfachen Überlegungen kommt man eigentlich von selbst dazu, den Dammkörper so aufzugliedern, daß eine tiefe Lage der Sickerlinie erzwungen und damit die Rutschgefahr für die luftseitige Böschung weitgehend ausgeschaltet wird. Man erreicht dies bekanntlich durch Einbau eines Dichtungskörpers, der beiderseits von durchlässigen Erdmassen gestützt wird. Diese Dichtung kann mehr wasserseitig oder auch als Kern in Dammitte eingebaut werden, sie kann aus bindiger Erde, z. B. Lehm oder Ton bestehen, aber auch aus Beton oder Eisenblech oder Bitumen.

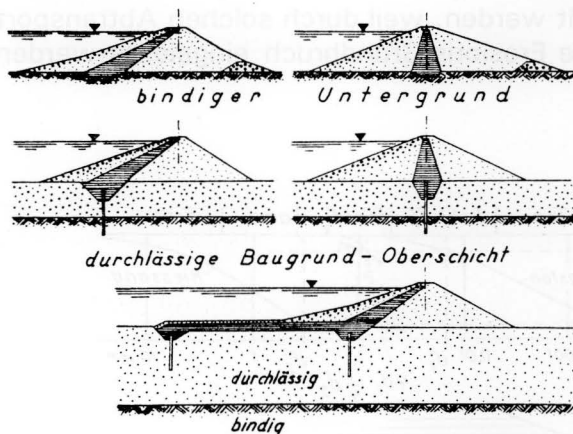


Bild 2 Die wichtigsten Typen der Erdstaudämme

gegebenen konstruktiven Möglichkeiten eingehen, sondern nur die grundsätzliche Anordnung der Dichtung betrachten. Hier im Bilde sehen Sie links die wasserseitige Dichtung, rechts die Kerndichtung, im übrigen ist unterteilt nach den Dichtungsschwierigkeiten, die der Untergrund bietet. Die oben dargestellten Fälle eines bindigen Untergrundes sind dichtungstechnisch am bequemsten, weil man unmittelbar an den Untergrund anschließen kann. Leider gilt diese Rangordnung nicht immer auch für die Standsicherheit. Wie wir noch sehen werden, besteht für große Dämme auf tonreichem Untergrund oft eine gewisse Rutschgefahr. - In der Mitte des Bildes ist eine durchlässige Oberschicht von größerer Dicke vorausgesetzt. Hier ist der Anschluß an die dichte Unterschicht bereits schwieriger, besonders bei stärkerem Grundwasserandrang. Falls sich eine Spundwand

einrammen läßt, ist dies oft der bequemste Weg, die durchlässige Oberschicht abzuriegeln. Andernfalls muß man den Untergrund durch Einpressungen künstlich abdichten, was aber sehr sorgfältig geschehen muß, oder man muß eine Baugrube bis auf den bindigen Untergrund ausheben, zumindest abschnittsweise, und durch eine Betonmauer oder eine andere dichtende Wand den Anschluß an den bindigen Untergrund herstellen. - Ganz unten ist der ungünstigste Fall skizziert - der glücklicherweise seltener vorkommt - daß der undurchlässige Grund auf wirtschaftliche Weise nicht mehr zu erreichen ist. Man kann dann die Dichtungsschürze unten auf einer längeren Strecke teppichartig vorziehen, und verlängert dadurch den Strömungsweg des Sickerwassers so weit, daß der Wasserverlust erträglich wird und auch die Erosionsgefahr gebannt wird. Durch Einschlagen von Spundwänden kann man eine weitere Drosselung des unter dem Damm hindurch strömenden Sickerwassers erreichen.

Wir wollen uns nun etwas eingehender mit den Eigenschaften der Erdstoffe beschäftigen und kommen zurück auf die zuerst genannte Forderung nach ausreichender Wasserdichtigkeit. Wie bereits angedeutet, ist nach dieser Richtung hin der Anschluß der Dammdichtung an den Untergrund ein sehr wichtiger Punkt. Man darf keine Mühe scheuen, um alle Möglichkeiten von Wasserdurchtritt unmittelbar unter dem Damm von vornherein auszuschalten. Kiesadern müssen durch bindige Erde ersetzt, Gesteinsklüfte durch Zementplomben ausgestampft werden, soweit man nicht überhaupt Einpressungen größeren Ausmaßes anwenden muß, worüber Druckwasserproben die sicherste Auskunft geben. - Sodann muß aber auch die Dichtung selbst dem Wasserdruck völlig widerstehen können. Für Lehm- oder Tondichtung bedeutet diese Forderung eine gewisse Mindestdicke, die vom Einbauverfahren und der Bindigkeit der Dichtungserde abhängig ist. Man muß in dieser Hinsicht den eigentlichen fetten Dichtungston vom mageren feinsandigen Lehm oder Lehmschluff unterscheiden. Während man für guten Dichtungston bei sorgfältigem Einbau mit verhältnismäßig geringer Schichtdicke auskommt, muß für mageres Dichtungsmaterial eine viel größere Dicke vorgesehen werden. Als Richtpunkt nehme ich nach den Erfahrungen der früheren Preußischen Versuchsanstalt den Durchlässigkeits-Index von 10^{-7} cm/sek für ein schon etwas mageres Material (tonigen Schluff) und lasse in diesem Falle das Druckgefälle des Wassers, also das Verhältnis der Druckhöhe des Wassers zur Schichtdicke der Dichtung, möglichst nicht über 3,0 anwachsen. Ich komme auf diesen Punkt noch zurück.

Als zweite Forderung haben wir die Verhinderung der Erosionsgefahr zu beachten. Es dürfen weder aus der Dichtungsschicht selbst noch längs der Einbindefuge feine Teilchen durch den anhaltenden Wasserdruck fortgespült werden, weil durch solchen Abtransport feiner Teilchen u. U. der mit Recht gefürchtete Erosions-Grundbruch eingeleitet werden kann. Dieser Gefahr läßt sich bekanntlich mit Erfolg durch Einbau von sandigen, lehmfreien, Filterschichten begegnen, die die Teilchen der Dichtungserde an der Unterlage zurückhalten. Hierbei gilt die aus Versuchsergebnissen abgeleitete Filter-Regel von Terzaghi, wonach die Korngröße des Filtersandes bei 15 % Gewichtsanteil nicht größer sein darf als das 4fache der Korngröße der Dichtungserde bei 85 % Gewichtsanteil. Hier im Bilde ist diese Forderung beim Kiessand nicht erfüllt, so daß noch ein Feinsand eingeschaltet werden muß, sei es als selbständige Schicht oder als Beigabe zum Kiessand. Der Baupraxis ist der Einbau solcher Filterschichten mitunter unbequem, besonders dem Unternehmer, der die Erdmassen nach Akkordsätzen einbaut. Man kann aber auf unerläßliche

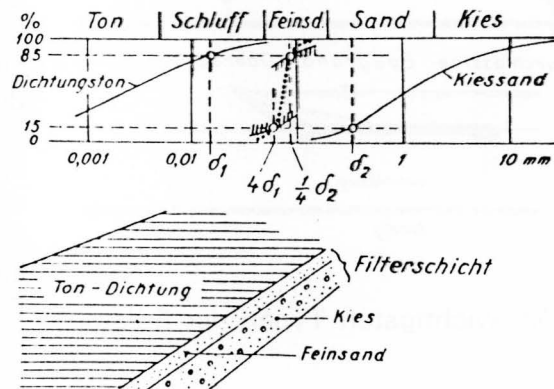


Bild 3 Filter-Regel von Terzaghi

Dinge nicht verzichten, wer es dennoch tut, trägt dann auch die Verantwortung für eventuelle Folgen. - Die hier in einem Beispiel vorgeführte Korngrößenmäßige Abstufung von Schichtgrenzen ist überall dort vorzusehen, wo eine Fortspülgefahr besteht, besonders auch längs der Unterlage eines Dichtungsteppiches für den Fall, daß der Damm vom Sickerwasser unterströmt wird. In diesem Falle muß der Kopf des Dichtungsteppiches besonders sorgfältig ausgebildet werden. - Auch die Dräns zur Ableitung des Sickerwassers sollten grobkörnig umkleidet werden, evtl. noch umgeben mit Feinsand, falls die Gefahr des Einschlämmens lehmiger Teilchen besteht.

Bevor ich nun als letzten Punkt die Forderung nach ausreichender Standsicherheit erörterte, möchte ich in gebotener Kürze auf die Versuche im Laboratorium eingehen. Ich werde dabei nicht auf die Apparate selbst eingehen, die ich Ihnen heute nachmittag im Labor zeigen kann, sondern auf die Auswertung und Auftragung der Versuchsergebnisse, um Sie mit der grundsätzlichen Arbeitsweise in der Erdbau-Mechanik vertraut zu machen.

Es folgt die Vorführung der Laboratoriums-Lichtbilder.

Meine Herren, ich komme jetzt zum letzten Punkt der Dammsicherung: Zur Vermeidung der Rutschgefahr. Es handelt sich um die Frage: wie man vorgehen muß, um eine ausreichende Standsicherheit garantieren zu können. - Der wichtigste Faktor für die Stabilität größerer Staudämme ist die innere Reibung der Dammbaustoffe. Sodann kann aber auch die Bindigkeit der Erdstoffe - und damit in Zusammenhang stehend - die Bauzeit für die Damm-Herstellung von großem Einfluß sein. Wir machen uns das am besten an Hand einiger Beispiele für statische Berechnungen klar.

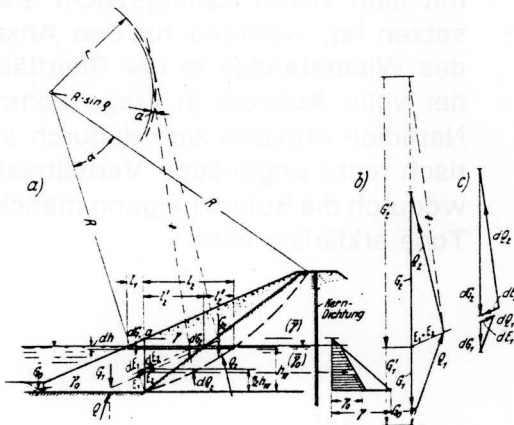


Bild 4 Wasserseitige Böschung eines Staudammes mit Kerndichtung

Hier sehen Sie eine einfache Gegenüberstellung der aktiven und passiven Erddruckkräfte zwecks Ermittlung der Standsicherheit der wasserseitigen Böschung eines Staudammes mit Kerndichtung und Lehmvorlage. Der passive Erddruck E_1 kann nach bekannten Verfahren der Erddrucklehre mit ebenen Gleitflächen ohne weiteres berechnet werden; für den aktiven Erddruck E_2 sind dagegen kreisförmige Gleitflächen heranzuziehen, wofür es heute auch bereits recht einfache Verfahren gibt, wie aus dem Bilde ersichtlich ist. Das Gleichgewicht für die lotrechte Schnittfläche erfordert $E_1 = E_2$, also die Gleichheit des beiderseitigen Erddruckes, welche natürlich nur möglich ist, wenn in den zugrunde gelegten Gleitflächen nicht die volle Reibung wirkt,

sondern nur ein Bruchteil davon, also sogenannte erforderliche Reibung. Das Verhältnis aus voller Reibung und aus erforderlicher oder in Anspruch genommener Reibung ergibt dann den Sicherheitsgrad gegenüber der Rutschgefahr.

Das Bild 5 zeigt schematisch den Kerndruck gespülter Dämme als vollen Flüssigkeitsdruck. Diese ungünstigste Annahme ist in Nordamerika vorgeschlagen worden, nachdem man dort verschiedentlich recht ungünstige Erfahrungen beim Bau größerer gespülter Dämme sammeln mußte. Tatsächlich gibt ja ein zunächst flüssiger Ton sein überschüssiges Porenwasser nur sehr langsam ab (wegen der geringen Wasserdurchlässigkeit), so daß nach längerer Zeit nach der Dammherstellung ein beträchtlicher Seitendruck vorhanden sein muß. Dadurch werden die Dammböschungen ungünstig beeinflusst, d. h. man muß mit abgeflachten Böschungen arbeiten.

Der statisch sehr ungünstige Einfluß des Porenwasserüberdruckes in bindigem Untergrund

sei zum Schluß noch an zwei Beispielen gezeigt. Hier sehen Sie die Untersuchung einer Baugruben-Rutschung in jüngerem Küstenton. Die Rutschung erfolgte nach dem Aushub der Baugrube und der Herstellung des kleinen oberen Dammkörpers aus dem gleichen Erdmaterial. Die statische Nachrechnung nach der neuen Gleitwiderstandstheorie, wie ich sie vor einiger Zeit in der Zeitschrift "Die Bautechnik" veröffentlichte, ergab einen für Gleichgewicht erforderlichen Reibungsbeiwert von $\mu = \text{tg} \varphi = 0,40$. Das ist aber ein Wert, wie er für den angetroffenen dunkelgrauen, humosen Schluffton ohne weiteres möglich

Ungünstigste Annahme:
Flüssigkeitsdruck.

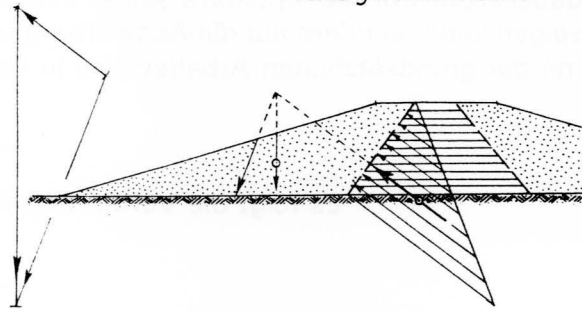


Bild 5 Kerndruck gespülter Dämme

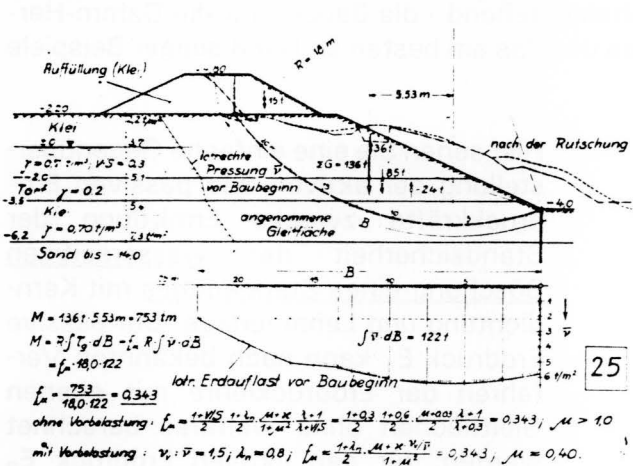


Bild 6 Statische Untersuchung einer Rutschung in Wilhelmshurg bei Hamburg i.J. 1926

Das letzte Bild zeigt die statische Untersuchung der Rutschung des Lafayette-Dammes in Kalifornien, die bei einer Dammhöhe von 36 m eintrat. Dieser Fall ist ein geradezu klassisches Lehrbeispiel für den ungünstigen Einfluß von Porenwasserüberdruck, der durch die Dammbelastung im Untergrund entsteht. Dieser Überdruck ist gemessen worden in einer eingelagerten sandigen Schicht 15 m unter Gelände und folgte etwa der punktiert dargestellten Linie, welche rund 70 % des theoretischen Höchstwertes erreicht. Offenbar erfolgte der Dammbau relativ langsam, so daß ein Teil des Wasserüberdruckes bereits während der Bauzeit wieder abklingen konnte. Bei der statischen Untersuchung wurde für den Tonkern ein Reibungsbeiwert von 0,35 angenommen. Die Durchrechnung ergab nun, daß für den ungünstigsten Fall plötzlicher Belastung, also für 100 % Porenwasserüberdruck ein Reibungsbeiwert von weit über 0,50 erforderlich ist. Für den

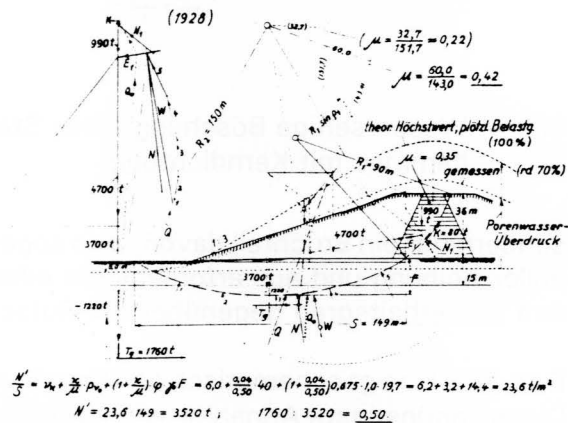


Bild 7 Rutschung des Lafayette-Staudammes, Kalifornien

Bauzustand mit 70 % Überdruck ist ein Reibungsbeiwert von 0,42 erforderlich. Bedenkt man, daß der Porenwasserüberdruck in den Bohrlöchern eher zu gering als zu hoch ermittelt wurde, so ist ein erforderlicher Reibungsbeiwert von 0,45 bis 0,50 durchaus möglich. Das sind aber wieder Werte, die versuchsmäßig recht gut zutreffen für den vorhandenen alluvialen sandig-plastischen Ton. Nach unseren heutigen Erkenntnissen hätte man also die Rutschgefahr für den Lafayette-Damm im voraus angeben können. - Bei der Berechnung ohne Porenwasserdruck, wie sie früher üblich war, liefert die statische Untersuchung nur einen erforderlichen Reibungsbeiwert von 0,22, also einen viel zu geringen Wert. - Erwähnenswert ist noch, daß im vorliegenden Fall unter der Dammlast eine größte Setzung von 2,75 m eingetreten sein soll. Auch solche Setzungen lassen sich heute ohne Schwierigkeiten im voraus berechnen, wenn ungestörte Erdproben aus dem Untergrund gestochen und im Prüfraum untersucht werden.

Meine Herren, ich bin am Schluß meiner Ausführungen. Aus der Fülle grundbaumechanischer Gesichtspunkte und Verfahren konnte ich Ihnen nur eine kleine Auswahl bringen. Wenn es mir gelungen ist, zu zeigen, daß die moderne Grundbaumechanik heute beim Bau größerer Staudämme ein zuverlässiges und unentbehrliches Werkzeug geworden ist, so hat der Vortrag seinen Zweck erfüllt.

Ohde.

*Vortrag vom 11. März 1950
vor der G. A. Wasserversorgung
der Kommune der Festung.*

Gleit- und Kippsicherheit von Stützmauern

Von Prof. Ing. Johann Ohde

Die Frage nach der Standsicherheit von Stützmauern ist sowohl ein Erddruck- als auch ein Grundwiderstandsproblem, wobei aber die Frage des Grundwiderstandes erheblich überwiegt, weil der Ansatz des Erddruckes heute als ausreichend geklärt angesehen werden kann. Der Vollständigkeit halber sei auf die neuen Erkenntnisse über den Erddruck zunächst kurz eingegangen, soweit sie für Stützmauern von Bedeutung sind.

Der Erddruck auf Stützmauern ist vor allem von dem Nachgeben der Mauer abhängig. Eine auf gesundem Fels gegründete Stützmauer gibt praktisch unter der Wirkung des seitlichen Erddruckes kaum nach, so daß mit dem vollen Ruhedruck der Erde gerechnet werden muß, der für Sandhinterfüllung, je nach deren Verdichtung, 50 bis 40 Prozent des Auflastdruckes beträgt. In diesem Falle nur den aktiven Erddruck anzusetzen, wäre viel zu günstig. Bei normalem erdigem Untergrund dagegen gibt fast jede Stützmauer so weit nach, daß mit dem unteren Grenzwert des Erddruckes, dem aktiven oder angreifenden Erddruck nach der Gleitflächenlehre, gerechnet werden darf. Unter der Wirkung des bei der Hinterfüllung der Stützmauer entstehenden Erddruckes wird die Gründungssohle auf Schub und Drehen beansprucht. Durch die Schubbeanspruchung wird die Stützmauer nach der Luftseite zu überwiegend parallel verschoben, während durch die Drehbelastung (Moment) überwiegend ein luftseitiges Kippen der Stützmauer zustande kommt. Diese Verschiebungen sind im Vergleich zu den Abmessungen der Stützmauer meist gering, so daß sie den Zweck der Stützmauer nicht beeinträchtigen; sie reichen aber fast immer aus, um den unteren Wert (E_a) des Erddruckes (durch geringes Abgleiten oder Nachrutschen eines steilen Erdprismas) hinter der Mauer entstehen zu lassen. Wichtig sind hierbei folgende beiden Erkenntnisse:

a) Sobald infolge der erwähnten (geringeren) Ausweichbewegungen der Stützmauer ein geringes Nachrutschen des aktiven Erdprismas hinter der Wand erfolgt, muß dieses Erdprisma nicht nur längs der sogenannten Gleitfläche im Erdreich den inneren Reibungswiderstand wachrufen, sondern auch die Reibung zwischen Erde und hinterer Wandfläche der Mauer überwinden. Hierdurch ist die Richtung des Erddruckes festgelegt. Die noch weit verbreitete Gepflogenheit, die innere Reibung der Erde hinter der Stützmauer zwar voll anzusetzen, den Erddruck auf eine lotrechte Mauerrückwand aber waagrecht (d. h. ohne Reibung) anzusetzen, ist deshalb sehr zu beanstanden. Will man aus Sicherheitsgründen nicht mit der vollen Reibung rechnen (wir kommen darauf noch zurück!), so sollte man sowohl die Erdreibung in der Gleitfläche als auch die Reibung zwischen Wand und Erde etwa um den gleichen Betrag oder im gleichen Verhältnis herabsetzen, keinesfalls aber die Erdreibung voll ansetzen und die Wandreibung zu Null annehmen, zu-

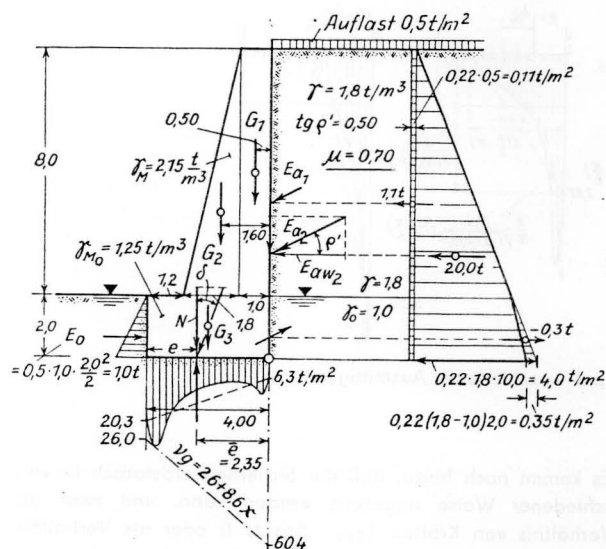
mal dann die Kippbelastung durch den Erddruck zu groß ausfallen würde.

b) Infolge der luftseitigen Kippbewegung der Stützmauer muß das druckerzeugende Erdprisma oben stärker nachrutschen als unten, d. h. es müssen sich von jedem Wandpunkte aus auch Zwischengleitflächen ausbilden, nicht nur die untere Hauptgleitfläche. Dadurch ist bekanntlich auch die Verteilung des Erddruckes festgelegt. Denn wenn man für jeden Wandzwischenpunkt den aktiven Erddruck für sich selbständig ermitteln kann, so muß offenbar der Unterschied ΔE_a der Erddrucke zweier Wandpunkte der mittleren Erdpressung zwischen diesen Punkten gleichkommen. Für ebene Wandfläche und ebenes Gelände findet man auf diesem Wege bekanntlich eine dreieckförmige Zunahme der Erdpressungen aus dem Eigengewicht der Hinterfüllungserde und eine Rechteckverteilung des Erddruckes aus gleichmäßig verteilter Auflast. Im übrigen kommen die klassischen Verfahren der Erddruckermittlung nach Culmann, Engesser und Rebhann-Poncelet bei Stützmauern zu ihrem vollen Recht.

In den letzten Jahren wurde zuweilen die Auffassung vertreten, durch das Einstampfen der Hinterfüllungserde könne der Erddruck erhöht und die Verteilung des Erddruckes verändert werden. Der Verfasser kann sich dieser Meinung aus folgenden Gründen nicht anschließen. Zur Verdichtung der Hinterfüllung von Stützmauern werden üblicherweise nur leichte Stampfgeräte verwendet, und man arbeitet mit entsprechend geringen Schütthöhen, um trotz der leichten Stampfer noch eine ausreichende Verdichtung zu erzielen. Im unteren Bereich der Stützwand mag dabei durch das Einstampfen zunächst eine gewisse Erhöhung des Erddruckes eintreten. Sobald jedoch die letzte Lage der Hinterfüllung eingebracht und festgestampft wird, liegen ganz andere Verhältnisse vor. Der jeweilige Gesamterddruck nimmt theoretisch mit dem Quadrat der Hinterfüllungshöhe zu. Damit wächst aber der Erddruck erst durch das Einbringen der obersten Lagen der Hinterfüllung stark an, und die Stützmauer weicht dementsprechend erst im letzten Stadium der Hinterfüllung stärker aus. Der Stampfdruck ist zwar oben der gleiche wie unten, jedoch kann er nur noch in der obersten Lage wirksam werden, weil der zusätzliche Stampfdruck in den tieferen Lagen durch das Vorkippen der Mauer wieder verschwindet. Eine Verspannung durch den Stampfdruck und damit ein zusätzlicher Erddruck könnte hiernach nur ganz oben wirksam werden. Gerade dort wird er aber wahrscheinlich infolge Wärme- und Feuchtigkeitsschwankungen u. a. m. bald wieder verschwinden. Ein zusätzlicher Einstampfdruck kann deshalb kaum eine Änderung des Erddruckes bewirken, solange es sich um normal nachgebende Stützmauern handelt, und das Einstampfen der Hinterfüllungserde mit der nötigen Vorsicht geschieht. – Auch Frostwirkungen im Winter können

den Erddruck auf Stützmauern nicht erhöhen, solange mit stark sandiger Erde hinterfüllt wird, deren wirksame Korngröße nicht kleiner ausfällt als 0,05 mm. Wird dagegen mit feinsandig-schluffiger oder lehmiger Erde hinterfüllt, deren wirksame Korngröße < 0,05 mm ist, so ist u. U. nicht nur mit Frostwirkungen in Geländenähe zu rechnen, sondern auch mit Fließkräften des bei starkem Regen abfließenden Porenwassers. Solche Erdarten sollten deshalb bei der Hinterfüllung möglichst nicht verwendet werden.

Sobald der Erddruck nach der Gleitflächenlehre berechnet werden kann, ergibt seine Zusammensetzung mit dem Eigengewicht der Stützmauer nach Bild 1 die Sohle-Mittelkraft, deren Pressungen den Untergrund belasten und vom Untergrund getragen werden müssen. Wir kommen damit zur



$$G_1 = 2,15 \cdot 8,0 \cdot 1,0 = 17,2 \text{ t}$$

$$G_2 = 2,15 \cdot \frac{8,0 \cdot 1,8}{2} = 15,5 \text{ t}$$

$$G_3 = 1,25 \cdot 4,0 \cdot 2,0 = 10,0 \text{ t}$$

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_a}} = \sqrt{1 + \mu^2} + \sqrt{\mu(\mu + \text{tg } \delta)} = \sqrt{1,49} + \sqrt{0,7(0,7 + 0,5)} ;$$

$$\lambda_a \approx 0,22.$$

$$E_{aw} = 0,11 \cdot 10,0 + \frac{4,0 \cdot 10,0}{2} - \frac{0,35 \cdot 2,0}{2} - 1,0$$

$$= 1,1 + 20,0 - 0,3 - 1,0 = 19,8 \text{ t}$$

$$N = 17,2 + 15,5 + 10,0 + 0,5(1,1 + 20,0 - 0,3) = 53,1 \text{ t}$$

$$\text{tg } \delta = \frac{19,8}{53,1} = 0,373$$

$$53,1 \cdot \bar{e} = 1,1 \cdot \frac{10,0}{2} + 20,0 \cdot \frac{10,0}{3} - 1,3 \cdot \frac{2,0}{3} + 17,2 \cdot 0,5$$

$$+ 15,5 \cdot 1,6 + 10,0 \cdot 2,0 = 124,7 \text{ t/m}; \quad \bar{e} = 2,35 \text{ m.}$$

Bild 1 Kräfte- und Spannungsberechnung für eine Stützmauer

Frage eines ausreichenden Grundwiderstandes. Der Anschaulichkeit halber ist in Bild 1 ein Beispiel zahlenmäßig durchgerechnet, wobei der Erddruck unter Benutzung der λ_a -Werte von Krey nach den Formeln des Verfassers (Bautechn. 1938 S. 242) berechnet wurde und der Grundwiderstand in Höhe des unteren Geländes, also sehr ungünstig, angenommen wurde.

Zunächst wird man nach der Pressungsverteilung in der Sohlefrage fragen. Früher begnügte man sich

mit der Darstellung geradliniger Verteilung der Sohlepressungen nach dem Spannungstrapez oder dem Spannungsdreieck. Heute kann man die Verteilung der Sohlepressungen genauer angeben, nachdem mit Hilfe der Elastizitätslehre Lösungen für die am häufigsten vorkommenden Sonderfälle gefunden wurden. Nachstehend sollen beide Verfahren einander gegenübergestellt werden, um, darauf aufbauend, das Fehlerhafte der alten Berechnungsverfahren über Gleit- und Kippsicherheit zu zeigen und neue, einwandfreie Verfahren zu entwickeln [1].

Vorweg seien die bereits erwähnten Ergebnisse der Elastizitätslehre durch Bild 2 veranschaulicht, um dadurch Anhaltspunkte zu gewinnen für die Verteilung der Sohlepressungen. In Bild 2 sind die Verteilungslinien für die Pressungen aufgetragen, wobei die Ausmittigkeit der Belastung von links nach rechts zunimmt. Die gestrichelte Linie gilt für lineare Pressungsverteilung und die strichpunktierte Linie für die „genaue“ Pressungsverteilung nach der Elastizitätslehre [2]. Letztere ergibt für den Rand des Fundamentes unendlich große Pressungen, die vom Untergrund nicht aufgenommen werden können. In der Nachbarschaft des Fundamentrandes weicht die Erde seitlich aus, z. B. auf spiralförmige Gleitflächen oder durch Verdrückung. Hier können deshalb die Pressungen nur eine bestimmte Größe erreichen. Unter Beachtung dieser plastischen Randnachgiebigkeit sind in Bild 2 die voll gezeichneten Pressungslinien eingetragen, wie sie also in Wirklichkeit etwa zu erwarten sind. Hierbei sind allerdings die Pressungsgrößtwerte am Rande nicht völlig sicher anzugeben, weil die Randnachgiebigkeit verschiedener Erdstoffe unterschiedlich ausfällt. Diese kleine Unsicherheit beeinflusst den übrigen Verlauf der Pressungen jedoch nur wenig.

Die Ergebnisse des Bildes 2 lassen sich leicht auf jede beliebige Aufgabe anwenden, indem zunächst die gradlinige Verteilung ermittelt wird, die dann durch eine „randkonzentrierte“ (sattelförmige) Verteilung nach Bild 2 ersetzt wird, wobei oft schon eine gefühlsmäßige Abänderung der geraden Verteilungslinie ausreicht. In dieser Weise sei jetzt unser Beispiel nach Bild 1 weiter untersucht.

Die Mittelkraft aus Erddruck und Eigengewicht der Stützmauer in Bild 1 hat eine waagerechte Teilkraft von 19,8 t und eine lotrechte Teilkraft von 53,1 t, also eine Spannungseigung $\text{tg } \delta = \frac{19,8}{53,1} = 0,373$ [3]. Der Untergrund wird also schräg und ausmittig beansprucht. Die lotrechte Teilkraft von

53,1 t hat eine Ausmittigkeit von $2,35 - \frac{4,0}{2} = 0,35 \text{ m}$, so

[1] Das Verfahren des Verfassers über die Berechnung der Kippsicherheit wird bereits seit 1950 in den Vorlesungen des Verfassers über Grundbau-Mechanik gegeben. Die erste Veröffentlichung erfolgte im Hüttenaschenb. III, 27. Aufl., S. 924 bis 926. Berlin 1951. Es fehlte aber bislang eine eingehende Begründung.

[2] Die Pressungsverteilungen für ausmittige Belastung sind von Schubert und Borowicka angegeben. Vgl. Schubert, G.: Zur Frage der Druckverteilung unter elastisch gelagerten Tragwerken. Ing.-Archiv 13 (1942) S. 132. – Borowicka, H.: Über ausmittig belastete, starre Platten auf elastisch-isotropem Untergrund. Ing.-Archiv 14 (1943) S. 1.

[3] Vor dem Mauerfuß ist hierbei nur der Ruhedruck E_0 angesetzt, da wegen der Gefahr von Aufgrabungen oder schlechter Verfüllung der Baugrube nicht mit dem Wirksamwerden des passiven Erddruckes zu rechnen ist.

daß man für das Spannungstrapez die Randpressungen erhält:

$$v = \frac{53,1}{4,0} \pm \frac{53,1 \cdot 0,35}{1,0 \cdot 4,0^2/6} = (13,3 \pm 7,0) \text{ t/m}^2, \text{ also max } v = 20,3 \text{ t/m}^2$$

und $\text{min } v = 6,3 \text{ t/m}^2$.

Die zugehörige Pressungslinie ist in Bild 1 als gestrichelte Gerade eingetragen und im Sinne des Bildes 2 durch eine sattelförmige Pressungslinie ersetzt. Hierbei ist allerdings zu beachten, daß die Pressungen nicht größer ausfallen

Zur Sicherheitsfrage ist allgemein zu sagen, daß Zahlenangaben über die vorhandene Sicherheit in erster Linie unser Gefühl für ausreichende Sicherheit unterstützen sollen. Sie sollen die vorhandenen Unsicherheiten ausreichend überdecken, dürfen aber nicht immer nur ihrer absoluten Größe nach bewertet werden. Denn die vorhandenen Unsicherheiten können eine unterschiedliche Streubreite aufweisen, und entsprechend diesen Streuungen ist dann auch die Größe der Sicherheitszahl zu bewerten.

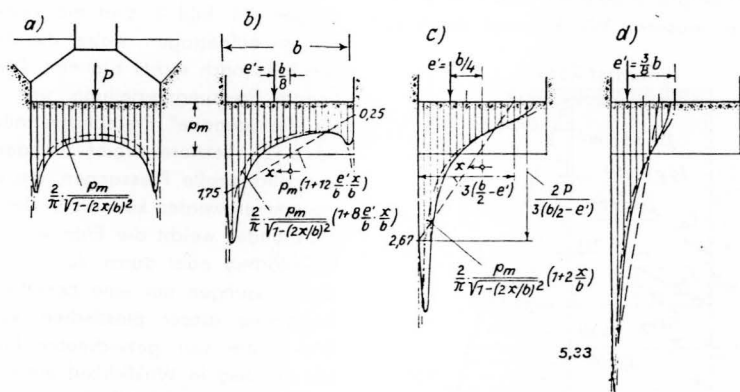


Bild 2 Verteilung der Sohlepressungen bei verschiedener Ausmittigkeit

können als der Grundwiderstand, der als Gleitflächen-Bruchlast ähnlich wie der passive Erddruck (Erdrwiderstand) berechnet wird und in Bild 1 als strichpunktierte Gerade eingetragen ist. Der Ansatz des Grundwiderstandes ist weiter nachstehend erläutert, wo dann auch die Gleichung der Grundwiderstands-Geraden

$$v_g = 26 + 8,6 x \text{ (t/m}^2\text{)}$$

nachgewiesen ist. Da in unserem Zahlenbeispiel der Größtwert der sattelförmig verteilten Pressungen die Grundwiderstands-Gerade übersteigt, so ist die Pressungslinie so abzuändern, daß die großen Pressungsordinaten die Linie des Grundwiderstandes gerade berühren, aber nicht überschreiten (wie es in Bild 1 auch geschehen ist).

Von der so erhaltenen Pressungs-Verteilungslinie kann mit einiger Berechtigung behauptet werden, daß sie etwa die wirkliche Verteilung der Normalspannungen v wiedergibt. In ähnlicher Weise werden wahrscheinlich auch die Schubspannungen τ verteilt sein. Stellen wir jetzt aber die Frage nach der Standsicherheit unserer Stützmauer, so zeigt unsere bisherige Berechnung eigentlich nur, daß die Mauer noch standsicher ist; jedoch erhalten wir keine Auskunft über die zahlenmäßige Größe der Standsicherheit oder über die noch vorhandene Sicherheitsreserve. Nach den bisherigen Richtlinien über Baugrundbelastung würde man zwar eine größte Pressung nach dem Spannungstrapez von $20,3 \text{ t/m}^2 = 2,03 \text{ kg/cm}^2$ ohne weiteres zulassen, und auch die vorhandene Spannungsneigung $\text{tg } \delta = 0,373$ ergibt eine ausreichende Gleitsicherheit von $\frac{0,60}{0,373} \approx 1,61$. Jedoch kann die Tatsache, daß die Pressungsgrößtwerte in der Nähe der Sohlenvorderkante schon die Grenzbelastung erreichen, doch wohl zu Bedenken Anlaß geben. Wir müssen deshalb noch weitere Betrachtungen anstellen.

Es kommt noch hinzu, daß die Sicherheit erdstatisch in verschiedener Weise angesetzt werden kann, und zwar als Verhältnis von Kräften (η_P , Ansatz I) oder als Verhältnis (η_τ) oder Unterschied ($\Delta \mu$) des Gleitwiderstandes oder anderer erdstofflicher Werte (Ansatz II). Zur völligen Klärung unserer Sicherheitsfrage sollen beide Möglichkeiten nacheinander betrachtet werden.

Als erste Möglichkeit, nämlich den Ansatz I des Sicherheitsgrades als Verhältnis zweier Kräfte zu verwenden, bietet sich unmittelbar das Verhältnis des vorhandenen und des erforderlichen Grundwiderstandes dar:

$$\eta_P = \frac{P_g}{P_{\text{erf}}} = \frac{N_g}{N_{\text{erf}}}$$

d. h. es wird die vorhandene Belastung P_{erf} (lotrechte Teilkraft N_{erf}) verglichen mit der Grenzbelastung P_g (lotrechte Teilkraft N_g), die der Untergrund bei gleicher Stellung der Sohlemitte im Höchsthalle zu tragen vermag. Oder anders ausgedrückt: die η_P -fache Größe der Sohlemitte wird den Bruch (oder das Abgleiten) des Untergrundes herbeiführen. Der Anschaulichkeit halber lassen wir die Sohlemitte allmählich zunehmen und fragen nach der jeweils erforderlichen Pressungsverteilung. Die zugehörigen Spannungstrapeze sind leicht durch Vervielfachung des Spannungstrapezes in Bild 1 mit dem (allmählich zunehmenden) Verhältnis η_P zu erhalten. In Bild 3 sind diese Spannungstrapeze für $\eta_P = 1,0, 1,25, 1,50, 1,75$ und $2,0$ gestrichelt eingetragen. Natürlich müssen diese Spannungsgeraden wieder im Sinne von Bild 2 abgeändert werden, um annähernd den wirklichen Pressungsverlauf zu erhalten. Dabei ist, ähnlich wie in Bild 1, zu beachten, daß die Grundwiderstandsgerade nicht überschritten werden darf und gewisse Ausrundungen vorhanden sein müssen. Wie

Bild 3 erkennen läßt, werden die auf diese Weise erhaltenen Pressungskurven mit anwachsendem $\tau_{p,}$ zuletzt immer steiler, und als Grenzlage überhaupt ergibt sich eine bestimmte lotrechte Abgrenzung des Grenzbelastungstrapezes derart, daß der Schwerpunkt dieses Trapezes mit dem Angriffspunkt der Sohlemittekraft zusammenfällt. Diese Grenzlage kann freilich nicht ganz erreicht werden, weil die Vorkippung der Mauer vorher schon so groß geworden ist, daß sich die Kräfteverhältnisse dadurch im ungünstigen Sinne geändert haben. Man muß nämlich beachten, daß die Steilheit der Sohlepressungsline außerhalb des Grundwiderstandsbereiches ein Maß für die (elastische) Verkippung (Verdrehung) der Stützmauer ist, so daß die Verdrehung der Mauer in der Nähe der erwähnten Grenzlage unzulässig große Werte annimmt. Trotzdem können wir der Einfachheit halber mit der Grenzlage rechnen, wenn wir beachten, daß die dadurch erhaltene Sicherheit etwas zu groß ausfällt [4]. Nennen wir die Breite des betrachteten Grenzbelastungstrapezes x und schreiben für die Grenzbelastungsgerade an:

$$v_g = v_0 + v' \cdot x,$$

so erhalten wir als lotrechte Teilkraft des Grundwiderstandes (Grenzbelastung):

$$N_g = v_0 x + v' x \frac{x}{2} = x \left(v_0 + v' \frac{x}{2} \right). \quad (1)$$

Das Momentengleichgewicht für die Vorderkante der Gründungssohle ergibt dann:

$$e \cdot N_g = v_0 x \frac{x}{2} + v' \frac{x^2}{2} \frac{2}{3} x = x^2 \left(\frac{v_0}{2} + \frac{v' x}{3} \right) \quad (2)$$

oder nach Einsetzung von N_g und Vervielfachung mit 6:

$$3e(2v_0 + v'x) = x(3v_0 + 2v'x) \text{ oder } x^2 + \frac{3}{2} \left(\frac{v_0}{v'} - e \right) x = \frac{3v_0}{v'};$$

$$x = -\frac{3}{4} \left(\frac{v_0}{v'} - e \right) + \sqrt{3e \frac{v_0}{v'} + \left[\frac{3}{4} \left(\frac{v_0}{v'} - e \right) \right]^2}. \quad (3)$$

Für unser Zahlenbeispiel wird erhalten:

$$v_0 = 26 \text{ t/m}^2; v' = 8,6 \text{ t/m}^3; e = 4,00 - 2,35 = 1,65 \text{ m};$$

$$\frac{v_0}{v'} = \frac{26}{8,6} = 3,025; \frac{3}{4} \left(\frac{v_0}{v'} - e \right) = 0,75 (3,025 - 1,65) = 1,031;$$

$$x = -1,031 + \sqrt{3 \cdot 1,65 \cdot 3,025 + 1,031^2} = -1,03 + 4,01 = 2,98 \text{ m}.$$

Damit ist weiter nach (1):

$$N_g = 2,98 \left(26 + 8,6 \frac{2,98}{2} \right) = 115,7 \text{ t}.$$

Als Sicherheit gegen Grundbruch finden wir jetzt:

$$\tau_{p,} = \frac{115,7}{53,1} = 2,18.$$

Diese Sicherheitszahl wird allerdings nach Vorstehendem nicht ganz erreicht, weil die Kippverformung des Untergrundes eine volle Ausnutzung des Grundwiderstandes für die Breite x nicht zuläßt. Im Hinblick auf die Pressungs-

[4] Der geübte Statiker wird leicht erkennen, daß hier eine ähnliche Stabilitätsaufgabe vorliegt wie beim ausmittigen Knicken schlanker Stäbe. Man weiß, daß die Eulersche Knicklast praktisch nicht erreicht wird; trotzdem rechnet man aber mit ihr.

kurven in Bild 3 dürfte deshalb die wirkliche Kippsicherheit $\tau_{p,}$, also unter Ausschaltung unzulässig großer Kippbewegungen der Stützmauer, noch etwas unterhalb von 2,0 liegen.

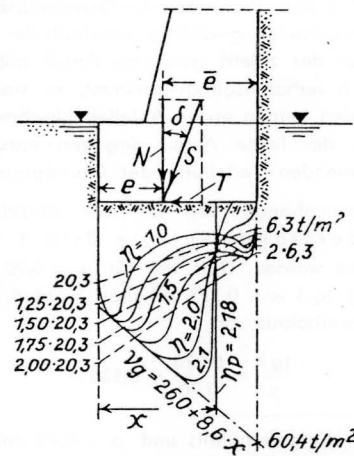


Bild 3 Veränderung der Sohlepressungen bei $\tau_{p,}$ facher Belastung

Überblicken wir die bisher erläuterte Sicherheitsermittlung in Form eines Kräfteverhältnisses $\tau_{p,}$, so ist dadurch zwar ein Zahlenwert für die Größe der Sicherheit gewonnen worden, der eine gewisse Vorstellung von der Tragkraftreserve des Untergrundes vermittelt. Jedoch fehlt die Bezugnahme auf die Streuungen der erdstofflichen Werte, in unserem Falle auf Reibungsbeiwert μ und Raumgewicht γ , so daß die wichtige Frage, ob die Stützmauer unter allen möglichen und ungünstigen Umständen auch wirklich stand sicher ist, nicht vorbehaltlos beantwortet werden kann. Wir müssen deshalb unsere Sicherheitsbetrachtungen noch weiter ausdehnen und auch die möglichen Streuungen von μ und γ in die Berechnung einbeziehen. Um diese Betrachtungen zu erleichtern, sei zuvor aber noch die Berechnung des Grundwiderstandes (oder der Grenzbelastung) nach den Ergebnissen der Gleitflächenlehre gezeigt.

Diese Ergebnisse sind in Bild 4 aufgetragen. Sie wurden erhalten nach Formeln, die der Verfasser 1950 veröffentlicht hat [5]. Bei der Ableitung dieser Formeln wurde vorausgesetzt, daß sich unter dem gewaltsam schräg verschobenen Fundament ein schiefer Erdkeil mit dem Spitzenwinkel $(90^\circ - \rho)$ bildet, auf dessen unterer Fläche das Abgleiten erfolgt und dessen Seitenfläche den Erdwiderstand auf kurvenförmigen Gleitflächen überwindet (vgl. Skizze in Bild 4).

Da der Gleitwiderstand des Untergrundes nur unterhalb der Fundamentsohle angesetzt ist, liegen die Formelwerte auf der sicheren Seite. Für die mittlere Normalpressung v_{gm} der Gleitflächenbruchlast kann genügend genau angeschrieben werden:

$$v_{gm} = \frac{P_g \cdot \cos \delta}{b} = \lambda_p \cdot p + \lambda_k \cdot k + \lambda_\gamma \cdot \gamma b \quad (4)$$

mit p als Erdauflast vor der Gründungssohle. Die vom Rei-

[5] Ohde, J.: Der Eindringungswiderstand von Fundamenten als Grundlage für die Festlegung der zulässigen Baugrundbelastung. Bautechn. 27 (1950), H. 8, S. 272.

bungsbeiwert μ und von der Spannungsneigung $\text{tg } \delta$ abhängigen Beiwerte λ können dem Bild 4 entnommen werden. Nach (4) besteht die mittlere Grundwiderstandspressung v_{gm} aus 3 Anteilen: dem Anteil der Gründungstiefe oder der Erdauflast oberhalb der Gründungssohle, dem Anteil der Gleitfestigkeit k und dem Anteil der Gründungsbreite b oder dem Anteil des Erdeigengewichtes unterhalb der Gründungssohle. Da nur der zuletzt genannte Anteil mit der Gründungsbreite b verhältnismäßig zunimmt, so sind die Pressungen aus den beiden ersten Anteilen gleichmäßig verteilt anzunehmen, der letzte Anteil dagegen entspricht einer linear zunehmenden Verteilung der Grundpressungen.

Diese Zusammenhänge sind bei der Aufzeichnung der Grundwiderstandslinie in Bild 1 bereits vorweggenommen worden. Dort war für $\mu = 0,70$ eine Spannungsneigung $\text{tg } \delta$ von 0,373 erhalten worden. Das ergibt ein Neigungsverhältnis von

$$\frac{\text{tg } \delta}{\mu} = \frac{0,373}{0,70} = 0,530.$$

Für dieses Neigungsverhältnis und $\mu = 0,70$ entnimmt man dem Bild 4 die Werte: $\lambda_p \approx 13,0$ und $\lambda_\gamma \approx 4,3$, so daß die Gleichung der Grenzbelastungsgeraden lautet, wenn die veränderliche Fundamentbreite mit x bezeichnet wird:

$$v_g = (\lambda_p p + \lambda_k \cdot k) + 2 \lambda_\gamma \gamma x$$

$$= (13,0 \cdot 2,0 \cdot 1,0 + 0) + 2 \cdot 4,3 \cdot 1,0 \cdot x = 26,0 + 8,6 x \text{ (t/m}^2\text{)}$$

Nach diesen Vorbereitungen können wir jetzt die Sicherheit

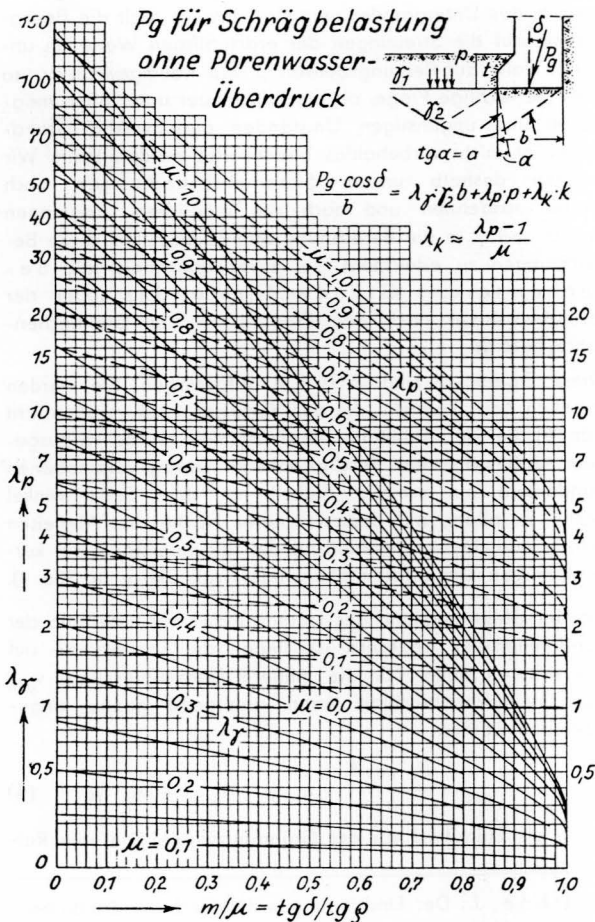


Bild 4 Verhältniszerte λ des Grundwiderstandes

unserer Stützmauer weiter untersuchen, indem wir die ungünstigsten erdstofflichen Werte in die Berechnung einführen (Sicherheitsansatz II). Der Grundgedanke dabei ist, die Stützmauer so widerstandsfähig zu gründen, daß sie unter hinreichend ungünstigen Umständen gerade noch standhält. Die erdstofflichen Werte und das Gewicht der Stützmauer werden so ungünstig angesetzt, daß noch ungünstigere Werte mit Sicherheit nicht zu erwarten sind und für den Grundwiderstand deshalb eine weitere zusätzliche Sicherheit nicht mehr nötig ist ($\tau_p = 1,0$). Die möglichen Schwankungen der physikalischen Werte sind hierbei vor allem zu beachten.

Beispielsweise wird sowohl die Kippsicherheit als auch die Gleitsicherheit am kleinsten ausfallen für einen möglichst großen Erddruck und ein möglichst geringes Mauergewicht. Ein großer Erddruck wird erhalten durch einen niedrigen Reibungswert $\mu = \text{tg } \rho$ und ein hohes Raumgewicht der Hinterfüllungserde. Dementsprechend sollen jetzt die physikalischen Werte eingesetzt werden. Für die Stützmauer wird also nicht wie bei Bild 1 der Mittelwert $\gamma_M = 2,15 \text{ t/m}^3$ des oberen Wertes für wassersatten Beton ($\gamma_M \approx 2,30 \text{ t/m}^3$) und des unteren Wertes für weitgehend ausgetrockneten Beton ($\gamma_M \approx 2,0 \text{ t/m}^3$) angenommen, sondern der untere Wert $\gamma_M = 2,0 \text{ t/m}^3$. Für die Hinterfüllung wird γ von 1,8 auf 1,85 t/m^3 erhöht (regennasse Erde). Besonders eingehend muß die natürliche Streuung des Reibungsbeiwertes μ untersucht werden, was nur im Versuchswege geschehen kann. Die Ergebnisse solcher Versuche können als Häufigkeitskurven über veränderlichem μ aufgetragen werden [6] und zeigen, daß man vielfach mit einer natürlichen Streuung von $\Delta \mu = \pm 0,08$ bis 0,12 zu rechnen hat. In unserem Beispiel ist hier nach an Stelle des Mittelwertes $\mu = 0,70$ einzusetzen $\text{min } \mu = 0,70 - 0,10 = 0,60$, d. h. es wird nicht mit dem Mittelwert gerechnet, sondern mit einem ungünstigeren Reibungswert, der aller Wahrscheinlichkeit nach niemals unterschritten wird [7]. Auf diese Weise gelangen wir zu einer „ungünstigsten Belastung“, vergleichbar einer Katastrophenbelastung, der die Mauer gerade noch (d. h. ohne große Sicherheit) standhalten muß. Denn es leuchtet ohne weiteres ein, daß eine Stützmauer in jeder Hinsicht stand sicher ist, sobald sie auch unter den ungünstigsten Umständen gerade noch standhält.

Bild 5 zeigt die neue Berechnung mit Hilfe der vorstehend begründeten, ungünstigen stofflichen Werte γ und μ . Das Ergebnis der Berechnung ist eine Sohlemittekraft mit einer lotrechten Teilkraft von 50,8 t im Abstände $e = 4,00 - 2,76 = 1,24 \text{ m}$ von der Vorderkante der Gründungssohle. Fragen wir jetzt nach der Grundbruchsicherheit, so muß der Grundwiderstand offenbar auch für den herabgesetzten Reibungsbeiwert $\mu = 0,60$ berechnet werden. Mit

$$\frac{\text{tg } \delta}{\mu} = \frac{0,490}{0,60} = 0,817$$

[6] Ohde, J.: Die Berechnung der Standsicherheit von Böschungen und Staudämmen. Bautechn.-Arch. H. 8, S. 15 und 23 (Bild 10). Berlin: Wilh. Ernst & Sohn, 1952.

[7] Man beachte, daß auch das hier eingesetzte $\text{min } \mu$ noch einen gewissen Mittelwertcharakter behält, indem es für eine gewisse Mauerlänge den ungünstigsten Wert angeben soll. Nach statistischen Gesetzen können örtlich u. U. auch noch kleinere Werte als das angenommene $\text{min } \mu$ auftreten dies ändert jedoch nichts daran, daß für den Erddruck als Mittelwert $\text{min } \mu = 0,60$ hinreichend ungünstig gewählt ist.

lesen wir in Bild 4 ab: $\lambda_p \approx 5,8$ und $\lambda_\gamma \approx 1,0$ und erhalten damit für die Grenzbelastungsgerade:

$$v_g = 5,8 \cdot 2,0 \cdot 1,0 + 2 \cdot 1,0 \cdot 1,0 \cdot x = 11,6 + 2,0 \cdot x \text{ (t/m}^2\text{)}$$

Ähnlich wie beim Sicherheitsansatz I erhalten wir damit für die ausnutzbare Breite x nach Gl. (3):

$$\frac{v_o}{v'} = \frac{11,6}{2,0} = 5,8; \quad \frac{3}{4} \left(\frac{v_o}{v'} - e \right) = 0,75 (5,8 - 1,24) = 3,42 \text{ m;}$$

$$x = -3,42 + \sqrt{3 \cdot 1,24 \cdot 5,8 + 3,42^2} = -3,42 + 5,76 = 2,34 \text{ m.}$$

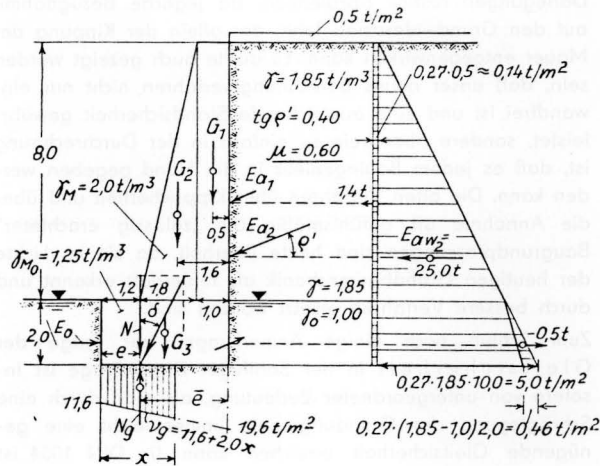
Die im Sinne der Pressungskurven in Bild 3 höchstens ausnutzbare Grenzbelastung des Untergrundes ist hiermit:

$$N_g = 11,6 \cdot 2,34 + 2,0 \cdot 2,34 \cdot \frac{2,34}{2} = 2,34 (11,6 + 2,34) = 32,6 \text{ t}$$

und der obere Wert der Grundbruchsicherheit:

$$\eta_P = \frac{32,6}{50,8} \approx 0,64.$$

In diesem Falle ist also unsere Stützmauer nicht mehr standsicher, weil die Grundbruchsicherheit kleiner als 1,0 geworden ist.



$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_a}} = \sqrt{1 + 0,6^2 + 1,0 \cdot 0,6 \cdot (0,6 + 0,4)}; \quad \lambda_a \approx 0,27$$

$$E_{aw} = 0,14 \cdot 10,0 + \frac{5,0 \cdot 10,0}{2} - \frac{0,46 \cdot 2,0}{2} = 1,0$$

$$= 1,4 + 25,0 - 0,5 - 1,0 = 24,9 \text{ t} = T$$

$$G_1 = 2,0 \cdot 8,0 \cdot 1,0 = 16 \text{ t}; \quad G_2 = 2,0 \cdot \frac{8,0 \cdot 1,8}{2} = 14,4 \text{ t};$$

$$G_3 = 1,25 \cdot 4,0 \cdot 2,0 = 10 \text{ t};$$

$$N = 16,0 + 14,4 + 10,0 + 0,4 (1,4 + 25,0 - 0,5) = 50,8 \text{ t} = N$$

$$\text{tg } \delta = \frac{24,9}{50,8} = 0,490$$

$$M = 1,4 \cdot \frac{10,0}{2} + 25,0 \cdot \frac{10,0}{3} - 1,5 \cdot \frac{2,0}{3} + 16,0 \cdot 0,5$$

$$+ 14,4 \cdot 1,6 + 10,0 \cdot 2,0 = 140,3 = 50,8 \cdot e; \quad \bar{e} = 2,76 \text{ m}$$

Bild 5 Neue Berechnung der Stützmauer nach Bild 1 unter Annahme ungünstiger Verhältnisse

Hier erkennen wir den Wert unserer verschiedenartigen Sicherheitsbetrachtungen. Der Vergleich der Ergebnisse ist in mehr als einer Hinsicht merkwürdig und lehrreich: wäh-

rend sich für den Sicherheitsansatz I (volle Ausnutzung der inneren Reibung, Sicherheitsreserve im Grundwiderstand) noch eine Sicherheit von etwa 2,0 ergibt, ist die Stützmauer für den Sicherheitsansatz II (ungünstiger Ansatz der Belastungen und Stoffwerte) nicht mehr standsicher genug. Das heißt nun nicht – wie aus unseren Betrachtungen wohl auch genügend hervorgeht – daß die Stützmauer normalerweise umstürzen muß, sie kann aber beim Vorliegen ungünstiger Umstände in Gefahr kommen, umzustürzen, oder mit anderen Worten: die Mauer ist unter normalen Umständen stabil, jedoch ist die Sicherheit gegen Umstürzen nicht ausreichend. Hier wird vor allem auch deutlich, daß der Sicherheitsansatz I nur einen zweifelhaften Wert hat, weil die Verbindung zu den Schwankungen der stofflichen Werte fehlt, so daß die Sicherheitszahl nicht relativ beurteilt werden kann. Hingegen vermittelt der Sicherheitsansatz II eine deutliche Vorstellung von der wirklichen Standsicherheit, weil der ungünstigste Fall betrachtet wurde. Man könnte zwar einwenden, daß beim Ansatz I wenigstens eine glatte Zahl für die Standsicherheit erhalten wurde, während beim Ansatz II mehrere kleinere Sicherheiten (z. B. Streuung von μ und γ) nebeneinanderlaufen, so daß also die Gesamtsicherheit nicht durch eine einzige Zahl ausgedrückt werden kann. Doch wäre ein solcher Einwand nicht berechtigt, denn was nützt eine Sicherheitszahl, mit der man keine klare Vorstellung über die wirkliche Bruchsicherheit verbinden kann? Das Wesen der Bruchsicherheit besteht eben nicht in einem bloßen Zahlenverhältnis, sondern in dem Nachweis, daß auch unter ungünstigsten Umständen noch kein Schadensfall eintritt.

Wir folgern aus Vorstehendem, daß nur der ungünstigste Fall mit dem Sicherheitsansatz II volle Gewähr bietet für eine ausreichende Standsicherheit und wollen jetzt auf dieser Grundlage ein neues Berechnungsverfahren für ausreichende Kippsicherheit erarbeiten. Wie die bisherigen Darlegungen schon gezeigt haben, ist eine ausreichende Kippsicherheit nur dann gewährleistet, wenn eine ausreichende Grundbruchsicherheit vorhanden ist, d. h. die Frage nach der Kippsicherheit ist auf die Frage nach der Grundbruchsicherheit zurückgeführt. Da bei unserem Sicherheitsansatz II bereits die ungünstigsten stofflichen Werte angesetzt wurden, erübrigt sich eine weitere zusätzliche Sicherheit gegenüber der Grundbruchgefahr, d. h. wir dürfen $\eta_P = 1,0$ einsetzen. Die bisherige Behandlung unseres Zahlenbeispiels hat nun gezeigt, daß sowohl die Ersatzbreite x als auch die Entfernung e der Sohlmittelkraft von der Mauervorderkante zu klein ausgefallen sind, weil die Grundbruchsicherheit unterhalb von 1,0 blieb. Es ist deshalb naheliegend, sowohl x als auch e als Unbekannte zu betrachten, die so zu ermitteln sind, daß die gewünschte Sicherheit $\eta_P = 1,0$ gewährleistet ist. Dabei muß man sich den Mauervorsprung etwas vergrößert denken, wie solches in Bild 6 angedeutet ist (die durch eine geringe Vergrößerung des Mauervorsprungs verursachte Änderung der lotrechten Kräfte ist meist geringfügig und soll hier vernachlässigt werden; man könnte sie durch erneute Nachrechnung leicht berücksichtigen). Gehen wir jetzt von der Bedingung $\eta_P = 1,0$ aus, so muß der Grundwiderstand mindestens ebenso groß ausfallen wie die Sohlmittelkraft, d. h. wir erhalten für die Ersatzbreite x die Bedingung:

$$N = v_o \cdot x + v' \cdot x \cdot \frac{x}{2},$$

wobei nach Früherem einzusetzen ist:

$$v_o = \lambda_p \cdot p + \lambda_k \cdot k \text{ und } v' = 2 \lambda_\gamma \cdot \gamma. \quad (5)$$

Die Ausrechnung liefert:

$$x^2 + 2 \frac{v_0}{v'} x = \frac{2N}{v'} \text{ oder } x = -\frac{v_0}{v'} + \sqrt{\frac{2N}{v'} + \left(\frac{v_0}{v'}\right)^2} \quad (6)$$

Die Entfernung e der Mauervorderkante von der Sohlemittekraft muß die Schwerpunktsbedingung für das Grundwiderstandstrapez erfüllen. Nach den früheren Gl. (1) und (2) gilt deshalb:

$$e \left(v_0 + \frac{v'x}{2} \right) = \left(\frac{v_0}{2} + \frac{v'x}{3} \right) x$$

$$\text{oder auch } 3(2v_0 + v'x) \cdot e = (3v_0 + 2v'x)x \quad (7)$$

Da x nach (6) bereits bekannt ist, läßt sich mit Hilfe der letzten Gleichung auch e berechnen.

Für unser Zahlenbeispiel erhalten wir:

$$\lambda_p \approx 5,8; \quad \lambda_{\gamma} \approx 1,0; \quad v_0 = 5,8 \cdot 2,0 \cdot 1,0 = 11,6 \text{ t/m}^2;$$

$$v' = 2 \cdot 1,0 \cdot 1,0 = 2,0 \text{ t/m}^3; \quad \frac{v_0}{v'} = \frac{11,6}{2,0} = 5,8;$$

$$x = -5,8 + \sqrt{\frac{2 \cdot 50,8}{2,0} + 5,8^2} = -5,80 + 9,20 = 3,40 \text{ m.}$$

$$3(2 \cdot 11,6 + 2,0 \cdot 3,40) \cdot e = (3 \cdot 11,6 + 2 \cdot 2,0 \cdot 3,40) 3,40;$$

$$3(23,2 + 6,8)e = (34,8 + 13,6) 3,4; \quad e = \frac{48,4 \cdot 3,4}{3 \cdot 30,0} = 1,83 \text{ m.}$$

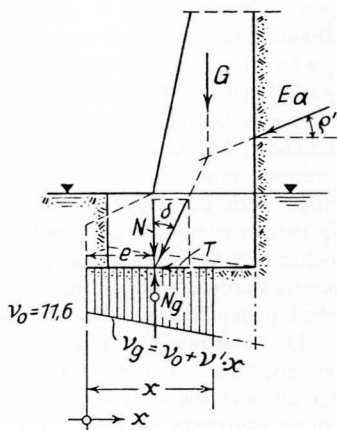


Bild 6 Zum neuen Vorschlag der Berechnung ausreichender Kipp- und Grundbruch-Sicherheit

Da wir e bei unserer Berechnung II zu 1,24 m erhalten hatten, muß der Fuß unserer Stützmauer also noch um

$$1,83 - 1,24 \approx 0,60 \text{ m}$$

nach vorn verbreitert werden. Wie leicht zu übersehen ist, kommt dieses ungünstige Ergebnis allerdings vor allem dadurch zustande, daß wir den Grundwasserstand in Höhe des unteren Geländes, also recht ungünstig, vorgesehen hatten. Die Verhältnisse liegen merklich günstiger, sobald der Einfluß des Wasserauftriebes nicht in Betracht kommt.

Überblicken wir zusammenfassend das neue Berechnungsverfahren, so besteht es vor allem darin, daß die stofflichen Werte und die Belastungen so ungünstig gewählt werden, daß ein noch ungünstiger Belastungsfall mit Sicherheit nicht mehr zu erwarten ist. Der Mauervorsprung wird dann nach Gl. (7) unter Zuhilfenahme der Tafel nach Bild 4 so bestimmt, daß eine ausreichende Grundbruchsicherheit vorhanden ist. Nur auf diese Weise ist gleichzeitig auch eine genügende Kippsicherheit vorhanden.

Das alte Verfahren, wonach die Kippsicherheit angesetzt wird als Verhältnis der dem Kippen widerstehenden Momente und der zum Kippen treibenden Momente, bezogen auf die Vorderkante der Gründungssohle, ist nach unseren Darlegungen restlos abzulehnen, da jegliche Bezugnahme auf den Grundwiderstand fehlt, der allein der Kippung der Mauer entgegenwirken kann. Es dürfte auch gezeigt worden sein, daß unser neues Berechnungsverfahren nicht nur einwandfrei ist und eine ausreichende Standsicherheit gewährleistet, sondern obendrein so einfach in der Durchrechnung ist, daß es jedem Bauingenieur in die Hand gegeben werden kann. Die alten Verfahren über Kippsicherheit und über die Annahme oft gefühlsmäßig als „zulässig erachteter“ Baugrundpressungen sind heute überholt, da sie im Lichte der heutigen Grundbaumechanik als fehlerhaft erkannt und durch bessere Verfahren ersetzt worden sind.

Zum Schluß noch einige Anmerkungen zur Frage der Gleitsicherheit in der Sohle. Diese Frage ist insofern von untergeordneter Bedeutung, als man durch eine Schräglegung der Gründungssohle immer leicht eine genügende Gleitsicherheit erreichen kann (in DIN 1054 ist 1,5fache Gleitsicherheit vorgeschrieben). Durch eine schräggelegte (in Bild 6 gestrichelt angedeutete) Gründungssohle wird der verfügbare Grundwiderstand ein wenig erhöht, wie man nachweisen kann, so daß auch von dieser Seite her keine Bedenken bestehen gegenüber einer schrägen Gründungssohle. Natürlich ist besondere Vorsicht geboten bei glatter Gründungssohle (z. B. infolge Isolierungen); in diesem Falle kann es ratsam sein, die Sohle so schräg anzuordnen, daß $\text{tg } \delta < 0,15$ bis $0,20$ bleibt.

Erdstützwände mit Schroeterschen Ankerplatten?

Von JOH. OHDE, Néuenhagen bei Berlin,
Geschäftsführer des Instituts für Erd- und Grundbau der Techn. Hochschule Dresden

Erdstützwände sollen in der Lage sein, den seitlichen Druck des Erdreiches aufzunehmen. Das Bestreben der sparsamen Verwendung von Baustoffen hat im Laufe der Zeit zu einer Aufgliederung der Stützwände geführt (Winkel- und Konsolstützmauern, Pfahlrostmauern, Spundwände usw.). Zu dem gleichen Zweck empfiehlt A. Schroeter (Berlin) seit einer Reihe von Jahren eine ihm patentierte Bauweise mit waagerechter Erddruck-Entlastungsplatte, deren Vorteile er in übertriebener Weise hervorhebt, indem er die Folgerungen aus einigen Schadensfällen in unzulässiger Weise verallgemeinert. Nachstehend wird hierzu Stellung genommen und die angeblichen Vorzüge des Schroeterschen Vorschlages auf das gesunde Mittelmaß zurückgeführt. Es zeigt sich, daß eine Überlegenheit der Schroeter-Wand über die bisherigen Bauweisen nicht besteht, wenn man jede Konstruktion nach den neuen Erkenntnissen und Verfahren der Erdstatik durchbildet. Die Schroeter-Wand ist ein Konstruktionselement neben vielen anderen Möglichkeiten. Jede dieser Bauweisen verdient Förderung und Weiterentwicklung, aber keine Bevorzugung.

7284 — Bautechnik — Erdstützwände — — — Sp. 1

Herr Alfons Schroeter, Berlin, versucht neuerdings, trotz

seiner irrtümlichen Auffassungen in der Erdrucklehre¹⁾ trotz deren Widerlegung²⁾ weiterhin aufrecht zu erhalten³⁾, sondern

1) Bautechnik Bd. 18 (1940) S. 305 u. f.
2) Bautechnik Bd. 22 (1944) S. 117.
3) A. Schroeter: Die klassische Erdschubtheorie und ihre Vervollständigung nach 175 Jahren. Widerspruch, Feldertheorie, Gültigkeitsgrenzen. Berlin 1947.

auch die bisherigen Bauweisen der Stützwände im Grundbau in Miskredit zu bringen, um daraufhin seine Ankerwand um so mehr empfehlen zu können als den erlösenden Ausweg aus „dem Zustand der Ausweglosigkeit bei den bisherigen Bauarten“⁴⁾. Ein

solches Vorgehen wäre berechtigt, wenn Herr Schroeter tatsächlich einer richtigen, allen Bisherigen in den Schatten stellenden Bauweise nun endlich zum Durchbruch verholfen hätte. Dies trifft jedoch nicht zu. Seine Kritik schreckt vor unrichtigen oder irreführenden und unbewiesenen Behauptungen nicht zurück. So befürwortet er einerseits die „Ausschaltung der Zuganker und der Pfahlroste“ wegen ihres angeblichen Versagens⁵⁾ und

6) Vgl. Ann. 4. S. 122 bis 123.
7) Vgl. Ann. 3. S. 29 bis 33.
8) Vgl. Ann. 4. S. 123.
9) Vgl. Ann. 3. S. 29 bis 33.
10) Vgl. Ann. 4. S. 123.

seiner Reibungsplatte „zur Schaffung einer wirksamen Rückhaltekraft an Stelle der Zuganker“⁶⁾, bei der es sich um eine

ausgesprochenen Kurzverankerung handelt, kritiklos empfiehlt. Für Stützmauern stellt er unterschiedslos die zweifelsfrei günstige, aber in manchen Fällen zu weitgehende Bedienung, die Schlüßkraft dürfte auch „bei ungünstiger Belastung“ nicht über die Sohlenmitte hinaus ausschlagen, geht dabei aber gar nicht weiter auf die Gründungsbreite bzw. die Baugrundbeanspruchung ein und bezeichnet eine brauchbare Anregung von H. Schütte⁷⁾

11) H. Schütte: Anregung zur Berechnung der Bodendruckreaktionen und der Kippstabilität auflastender Massivfundamente. Bauing. 1942, S. 213.

über die Ermittlung der Kippstabilität kurzerhand als „fehlend“.

Im Rahmen eines Zitierrufenaufsatzes ist es mir leider nicht möglich, auf alle unbewiesenen Behauptungen und Irrtümer des Herrn Schroeter ausführlich einzugehen, und ich muß mich daher hauptsächlich auf das mir persönlich am wichtigsten Erscheinende beschränken.

Zur Angelegenheit sei zunächst folgendes erwähnt: Etwa seit 1933 erschienen durch Schroeter in zeitlichen Abständen einige Aufsätze⁸⁾ über seine gelenkig gelagerte waagerechte Ankerplatte

12) Z. B. im Bauing. 1933 S. 132; Beton u. Eisen 1933 S. 156; 1935 S. 222; 1942 S. 76; Zentralblatt d. Bauverwaltung 1934 S. 411; 1936 Heft 29.

(von ihm „Gitterwand-Reibungsplatte“ genannt), die überwiegend zur Verstärkung von Stützmauern geringer Höhe angewandt wurde. Bild 1 zeigt die wesentliche Wirkungsweise des Schroeterschen Vorschlages: die annähernd waagerechte Platte überträgt das überlagernde Erdgewicht G teils auf den vorderen Mauerabsatz, teils auf das hintere Erdwiderlager. Dadurch wird erreicht, daß dieses Erdgewicht nur noch teilweise für die Erzeugung des seitlichen Erdrucks in Betracht kommt, die Gesamtwirkung des Erdrucks ($E + E_1$) greift tiefer an und erzeugt dadurch ein geringeres Kippmoment als im Falle ohne Platte. Diese günstige Wirkung der Schroeterschen Reibungsplatte ist zweifelsfrei vorhanden; doch kann die erhaltene Verankerung des Kippmomentes auch durch andere Mittel, z. B. durch eine geknickte Mauerfußfläche oder durch eine oder mehrere rückwärtige Kragplatten (einschließlich der Winkelstützmauer) erreicht werden.

Einen auf Anregung von Spilker zurückgehenden Vorschlag für die Berechnung des Erdrucks bei vorhandener waagerechter Platte hat Schroeter veröffentlicht⁹⁾. Dieser Vor-

schlag ist anfechtbar, weil er im Grunde genommen nur eine Möglichkeit des statischen Kraftspiels herausgreift und die Bewegungsbedingungen bei einer geringen Drehung der Stützwand unbeachtet läßt. Doch möchte ich hierzu solange keine Stellung nehmen, bis nicht über das Ergebnis der während des Krieges von der Deutschen Forschungsgemeinschaft für Bodenmechanik („Degeho“; Dr. Hoffmann) durchgeführten Versuche mit einer Schroeterschen Ankerwand Näheres bekannt wird. Eine Veröffentlichung dieser Ergebnisse ist geplant¹⁰⁾.

13) Nach persönlicher Mitteilung von Herrn Dr.-Ing. H. Müller, Berlin.

14) Hier sei nur kurz auf die grundlegende Ansicht Schroeters hingewiesen, daß man wesentlich höhere Erdrücke als nach Coulomb durch den Ansatz differentieller Reibungsanteile rechnerisch erhalten könne. Schroeter glaubt, kleine Einzelwirkungen des Spannungsgleichgewichts ansetzen und summieren zu dürfen, ohne auf Größe und Richtung der Gesamtspannung in den betreffenden Schichten Rücksicht zu nehmen¹¹⁾. Dies wider-

15) Hierauf habe ich Herrn Schroeter bereits Ende 1940 brieflich aufmerksam gemacht.

16) Bautechnik Bd. 22 (1944) S. 117.

17) Im übrigen muß darauf hingewiesen werden, daß Schroeter fast alle seine schwerwiegenden Behauptungen ohne jeden Be-

7284 — Bautechnik — Erdstützwände — — — Sp. 2

weis vorbringt. Wer für sich das Recht in Anspruch nimmt, die meisten bisherigen Bauweisen der Erdstützwände als unzulänglich oder gar gefährdend hinzustellen, hat auch in erster Linie den Nachweis für seine Behauptungen zu erbringen.

Die von Schroeter in seinem letzten Aufsatz erwähnten „Widersprüche“ und „Unklarheiten“ oder „unzulänglichen Grundlagen“¹²⁾ der Erdrucklehre sind m. E. heute nicht mehr

18) Anmerkung 4. S. 121.

vorhanden. Denn es dürfte heute kaum ein Problem des Bauwesens geben, was so vielseitig und weitgehend durchforscht ist wie das Erdruckproblem. Von der Seite der theoretischen Durchdringung her ist alles Wesentliche bereits bekannt, nur an einwandfreien und möglichst vielseitigen Versuchsergebnissen besteht ein gewisser Mangel. Vor allem aber muß in baupraktischen Fällen immer wieder die Prüfung der Hinterfüllungs- und des Untergrundes gefordert werden. Hier allein liegen meist die Unterlassungsünden des Bearbeiters, die naturgemäß dann gewisse „Unsicherheiten“ beim Kraftansatz in der statischen Berechnung zur Folge haben.

„Die Entwicklung zu immer stärkeren Querschnitten und Abmessungen“, die Schroeter für Erdstützwände „deutlich zu erkennen“ glaubt, ist doch, wo sie wirklich vorhanden sein sollte, nur ein Beweis dafür, daß die Stützwände des Tiefbaues immer größere Erdhöhen und Verkehrsbelastungen zu stützen haben, also ein Beweis für die Größe und Kühnheit der Aufgaben, die heute gestellt werden können. Darin eine Entwicklung zur Unwirtschaftlichkeit zu sehen, ist eine sehr gewagte Behauptung, die erst einmal näher nachgewiesen werden müßte. In dem Tasten und Suchen nach immer wieder anderen Lösungsarten selbst bei gleichartigen Gegebenheiten braucht sich auch durchaus nicht „die weitverbreitete Unsicherheit“ (S. 121) zu offenbaren; mit weit größerer Berechtigung kann man das Suchen nach verschiedenartigen Bauweisen m. E. als echte schöpferische Ingenieurkunst deuten. Nur durch den Vergleich verschiedenartiger Bauweisen können mit der Zeit die vorteilhaftesten Lösungen herausgefunden werden. Von vornherein die eigene Lösung immer bevorzugt darzustellen, mag für den Verfasser ein berechtigtes Selbstvertrauen ausstrahlen, auf das jedoch ein solches Vorgehen nicht anerkannt werden.

19) Die ungünstige Wirkung stärkerer Verkehrsstöbe ist bekannt. Sie kann aber nur durch ein Eingehen auf den dynamischen Vorgang ermittelt werden, wobei die Forderung der Fahrzeuge und des Erdreiches die Hauptrolle spielt. Das Ergebnis solcher — bislang m. W. noch ausstehender — Untersuchungen könnte durch eine Stoffzahl ausgedrückt werden, mit der die statische Last zu vervielfachen ist, um den wirksamen Stößdruck zu erhalten. Da die Wirkung von Einzelstellen des Verkehrs mit der Tiefe unter Planum schnell abnimmt, so wird die hämmernde Wirkung der Verkehrsstöbe hauptsächlich in der Nähe der Oberfläche vorhanden sein. — Wer dynamische Wirkungen einigermassen zu überschauen vermag, erkennt jedenfalls un schwer, daß die Schroetersche „Stammschub“-Theorie¹³⁾ zur Erlassung der Verkehrsstöbe keinen Beitrag zu leisten vermag. Die Forderungszahl des Erdreiches kommt in ihr nicht einmal vor.

20) Die Forderung nach mäßiger Belastung der Fundamente ist ein allgemeines Erfordernis, das für die Fundamente erhoben werden muß. Je größer die Fundamentbreite — relativ betrachtet — und je widerstandsfähiger der Untergrund ist, um so mehr darf die Schlüßkraft zur Seite hin ausschlagen, wie man nach statischen Gesetzen un schwer überschauen kann. Der früher übliche Nachweis der Kipp- und der Gleitstabilität ist für die heutige Baugrundstatik bereits ein überwundener Standpunkt. In Wirklichkeit sind Kipp- und Gleitstabilität nicht zwei grundsätzlich verschiedene Dinge, weil ein Gleiten längs der Fundamentsohle nur in Ausnahmefällen eintritt. Nach meinen Untersuchungen wird der größtmögliche Grundwiderstand durch eine Gleitflächenbildung etwa nach Bild 2 erhalten¹⁴⁾. Hiernach hängt die Grenz-

21) Ein stark unsymmetrischer und kufenförmig begrenzter Erdkollaps bildet beim Grundbruch unter der Fundamentsohle und drängt seitlich des Erdreichs fort über die Oberfläche des Erdwiderstandes. Die Form dieses Erdkollapses und das Spannungsprofil im Bruchzustand hängen von der Neigung δ der Sohlenmittellinie und von der Art der Fundamentbelastung ab. Näheres darüber wird bald veröffentlicht.

22) Die Bedeutung der Fundamente nicht nur von der Neigung δ des Sohlenmittels, sondern auch von der Größe und Verteilung der Bodenpressungen ab, womit die früher übliche Ermittlung der Stabilität gegen Gleiten in der Fundamentsohle ihren Sinn verliert.

23) Der Ansatz der halben inneren Reibung habe ich zur Berechnung des Ruheerdruks E_0 natürlichen Erdruks nach der Erthalbelastung vorgeschlagen, weil die dadurch erhaltenen Werte sich annähernd mit den Versuchswerten decken. Der Ruheerdruk¹⁵⁾ entspricht aber weder dem Hinterfüllungsdruck auf

24) Der Ruheerdruk gibt den natürlichen Erdruk E_0 auf eine unachgiebige Wand bei der Erthalbelastung an und kann nur mit Hilfe der Verformungskonstanten des Erdreiches oder durch Versuche ermittelt werden. Keinesfalls nach der Coulombschen Theorie. E_0 hat also mit dem Schroeterschen „Stammschub“ nichts zu tun. Mein Berechnungsverfahren für den Ruheerdruk die halbe Reibung einzusetzen, ist nur als vorläufige empirische Formel gedacht, die später durch bessere Ergebnisse ersetzt werden kann.

25) nachgiebigen Stützmauern noch dem Erdruk aus der dynamischen Verkehrsbelastung. Letzterer wird je nach der Forderung der Fahrzeuge, der Hinterfüllung und der Mauerabschieblichkeit verschieden „hart“ drücken und kann bislang theoretisch noch nicht ermittelt werden. Sicher ist nur, daß der Verkehrsdruk einlauer schwerer Fahrzeuge nach der Tiefe zu schnell abklingt. Nach baupraktischen Beobachtungen (z. B. Reiben der Anker-

Bild 1

gewerblich kaufmännisch

7 verunglückte

Bild 2

bolzen von Flügelmauern kann man vorläufig annehmen, daß der seitliche Verkehrdruck auf den oberen Wandbereich u n a c h g l e i c h e r Mauer mindestens dem (gleichmäßig verteilt gedachten) Auflastdruck entspricht, bei schwerem Verkehr wohl noch um 50 % darüber hinausgeht. Auf normalhochliegende Stützmauern wirkt jedoch nur ein Verkehrdruck, der nicht wesentlich über dem unteren (Coulomb'schen) Grenzwert liegt, falls die bereits angeordnete Stoßzahl Berücksichtigung findet und der Erdruck für einen Gleitwiderstand (Reibung und Festigkeit) ermittelt wird, der noch genügend von der Bruchgrenze entfernt ist (bei Sanden etwa 90 % Ausnutzung des vollen Buchwertes). Die letztere Forderung ist für Stützmauern allgemein zu erheben, weil die Kippbewegung der Mauer verhältnismäßig gering ist, so daß der Größtwert des Gleitwiderstandes vielfach nicht erreicht werden kann. Hier wird wieder der Einfluß einer sorgfältigen Erdstoßuntersuchung erkennbar. Ohne solche Versuche hängt die rechnerische Sicherheit gegen Bruch völlig in der Luft. Daß aber Schwergewichtsmauern eine unzureichende Anpassungsfähigkeit an die Giegebedingungen der Hinterfüllung und des Baugrundes besitzen sollen - wie Schroeter ohne irgendwelche nähere Angaben behauptet - trifft bestimmt nicht zu. Notwendig ist nur neben dem vrsichthigen Ansatz des Gleitwiderstandes (s. o.) eine ausreichende Sicherheit gegen Grundbruch. Diese kann durch hinreichende Fußbreite der Stützmauern leicht erreicht werden. Dann sind genügende Reserven vorhanden, um auch Schutzüberlastungen ohne Gefährdung der Standsicherheit zu überstehen. M. E. haben einige Stützmauern nicht gehalten, weil die untere Sohlenbreite bzw. die vordere Auskragung nicht ausreichte, der Baugrund also überlastet wurde. Durch eine Schrägstellung der Mauersohle kann außerdem noch eine bessere Lastübertragung auf den Untergrund erreicht werden.

Verankerte Spundwände sind in den letzten Jahrzehnten ein beliebtes, einfaches und billiges Konstruktionsglied des Tiefbaus geworden. Die Einwände Schroeters hiergegen¹⁴⁾ haben wieder mit einer sachlichen Erörterung kaum

¹⁴⁾ Anmerk. 4, S. 122/123.

nach etwas zu tun. Zwar ist die Einführung der Anker in die Spundwand ein schwacher Punkt, der in konstruktiver Hinsicht eine sorgfältige Lösung erfordert¹⁵⁾. Ebenso muß freilich das

¹⁵⁾ Bei stärkerer Setzung der Hinterfüllung drehbare Ankerbefestigung oder Schaffung eines hohlen Ankerankers durch Betonformteile (s. u. in der Nähe d. Spundw.).

Erdreich vor der Ankerplatte dem Ankerzug gut widerstehen können (falls erforderlich, Einbringen der Hinterfüllung in geeigneter, nach der Wand hin abfallenden Schichten und guten Einstampfen im Bereich vor der Ankerplatte). Diese Bedingungen lassen sich jedoch unter gewöhnlichen Verhältnissen un schwer erfüllen. Besonders wirtschaftlich bewähren sich Spundwände bei hochliegenden Gelände, weil dann der für andere Bauweisen erforderliche Erlaushub fortfällt; außerdem ist dann die Erhaltung der Festigkeit des gewachsenen Erdreiches vorteilhaft, besonders für den Ankerwiderstand. - Werden die Anker nach den neueren Erkenntnissen¹⁶⁾, zusätzlich eines gewissen Rest-

¹⁶⁾ Vgl. z. B. Bautechnik, Bd. 16 (1936) S. 757.

zuschlagen, bemessen und auch sonst gut durchgebildet, so ist deren Überbeanspruchung nicht befürchten. Daß Kroy nach Schroeter ganz allgemein die Größe des Erdwiderstandes gemindert hat, wenn er die Ankerbeanspruchung nach dem wirklichen Erdruck forderte, ist sehr anzuzweifeln. Wörtlich sagte er nämlich¹⁷⁾: „Bei der Untersuchung des Ankers ...

¹⁷⁾ H. Kroy: Erdruck, Erdwiderstand ... 4. Auflage, Berlin 1922, S. 77.

dürfen wir ... nicht mit dem Grenzstand des 'aktiven' Erddruckes auf die Wand rechnen, sondern entweder mit dem wirklich vorhandenen Erdruck oder mit dem Grenzstand des 'passiven' Erddruckes, wenn dieser für den wirklich vorhandenen Erdruck maßgebend ist.“ Hieraus ist ersichtlich, daß Kroy die Frage nach der Größe des oberen Wanddruckes offen ließ; er verlangte nur eine Einsetzung des wirklich vorhandenen Erddruckes.

Die Ankerlänge bei Spundwänden muß so gewählt werden, daß die innere Reibung (bzw. Festigkeit) in der ungünstigsten Gleitfläche nur bis zu einem gewissen Grade ausgenutzt wird. Dies ist auf statistischem Wege nachzuweisen, wobei dann der im Gelände gemessene E_p -Gleitfläche keine Bedeutung zukommt. Kroy hat die Ermittlung eines ausreichenden Ankerwiderstandes vorgeschrieben¹⁸⁾, und E. K r a n z hat dieses

¹⁸⁾ H. Kroy: a. a. O., S. 243 (4. Aufl.).

Verfahren weiter ausgebaut¹⁹⁾. Für die angeblich vorhandene

¹⁹⁾ E. K r a n z: Über die Verankerung von Spundwänden, Berlin 1940, With Ernst u. Sohn. - Kranz rechnet mit ebenen Gleitflächen, während nach meinen Untersuchungen flach gekrümmte Gleitflächen etwas kleinere Ankerwiderstände liefern. Der Unterschied ist aber nur gering. Als allgemeine Regel kann gelten, daß die Ankerlänge meistens ausreicht, wenn die Unterkante der Ankerwand oder -platte die untere q gezeigte Beanspruchung (Böschungsschneise) berührt (vgl. Bild 3g), ungewöhnlich große Anhäufung von Mängeln mit Zugankerwänden²⁰⁾ hebt Schroeter den zahlenmäßigen Nachweis an Hand von Schadensfällen völlig schuldig.

Auch den Pfahlrostkalmauern widmet Schroeter einer vernichtenden Kritik. Ich will hier nicht auf Einzelheiten eingehen²¹⁾, sondern nur erwähnen, daß die bisher eingetretenen

²¹⁾ Ann. 4, S. 125.

Unfälle fast ausnahmslos auf ungenügende Baugrunduntersuchungen oder auf unzureichende konstruktive Breite des Pfahlrostes zurückzuführen sind. Es sind also gewisse (hiesig

bereits überwundene) Mängel der Entwurfsbearbeitung (zu geringer Pfahlabstand, ungenügende Kenntnis und Beachtung der Kraftverteilung, besonders bei Großausführungen), die aber gegen die Bauweise an sich gar nichts aussagen. Die Mehrzahl der in den letzten Jahrzehnten gebauten Pfahlrostmauern ist m. W. jedenfalls standsicher und genügt in jeder Hinsicht den bei der Planung an sie gestellten Anforderungen. Im übrigen werden bekanntlich Pfahlroste in erster Linie zur Überbrückung weicher, nicht tragfähiger Erdschichten benötigt. In solchen Fällen ist eine Anwendung der Schroeter'schen Ankerwand wirtschaftlich überhaupt unmöglich, da seine Platte oberhalb einer weichen Schicht keinen Halt gewinnen kann und man eine solche Schicht daher erst bewältigen müßte.

Ganz allgemein mag noch gesagt werden, daß selbstverständlich nicht alle bisher gebauten Stützmauern Idealösungen darstellen. Gar oft wird der Baugrund noch ungenügend oder überhaupt nicht untersucht, und auch die erdatischen Zusammenhänge werden vielfach noch nicht hinreichend beachtet oder ausgenutzt. Solche unzulänglichen Lösungen geben uns aber noch kein Recht, die verwendete Bauweise an sich zu verurteilen. Die Erkenntnisse und Berechnungsverfahren der neueren Baugrundlehre geben heute die Möglichkeit, jede Bauweise in der ihr eigenen vorteilhaften Weise durchzubilden (wovon allerdings noch zu wenig Gebrauch gemacht wird). Erst wenn die neueren Erkenntnisse und Verfahren sachkundige Anwendung gefunden haben und außerdem normale Baugrundverhältnisse vorhanden sind, darf man daher ungünstige Beobachtungen an einzelnen Stützmauern verallgemeinern.

Konstruktiver Vergleich von Erdstützwänden

Zum Schluß erscheint mir eine kurze Stellungnahme zu dem von Schroeter dargelegten Vergleich von konstruktiven Beispielen zwischen Stützmauern und seinen Wänden mit Entlastungsplatten dringend angezeigt. Es fällt zunächst auf, daß Schroeter die Winkel- und Konsolstützmauern nur für den Fall der stärkeren Auflast (1,0 k/m²) angibt. Man muß vermuten, daß er die für geringere Verkehrslastungen natürlich etwas schlankeren und gefälligeren Formen nicht vorführt - Seine Belastungsannahmen ($q = 27^2$, $\delta = 0$) sind sehr ungünstig²²⁾. Vor

²²⁾ Normalerweise wird man Stützmauern mit niedrigem Erdreich hinterfüllen mit $q = 0,50$ bis $0,65$ ($q = 31$ bis 38).

allem ist die Annahme $\delta = 0$ zu beanstanden, die sich für massive Stützmauern auswirkt als für seine Ankerwand. Dies zeigt deutlich der Vergleich der Mauerstärke im oberen Drittel für die Beispiele in den Schroeter'schen Bildern 6 und 8. Obgleich für beide Fälle der gleiche Belastungszustand gelten soll, hat Schroeter für seine Konstruktion 0,75 m gewählt, für die Konsolstützmauern dagegen 1,0 m!

Durchrechnung eines Beispiels

Um eine klare Vergleichsgrundlage (unabhängig von den Schroeter'schen Erdruckansätzen) zu schaffen, habe ich den mittleren Fall: $p = 0,5$ t/m² für $q = 26^2$ t/m², also $\mu = \frac{1}{2} q = 0,50$ und $\mu = \frac{1}{2} \delta = 0,40$, also $\delta = 21^2$ t/m², soweit Wandreibung in Betracht kommt, für einige Ausführungsbeispiele durchgerechnet und dabei die Abmessungen so gewählt, daß gegenüber Grundbruch oder Erdwiderstand etwa zweifache Sicherheit vorhanden ist. Das Ergebnis zeigt Bild 3a bis 3g. Die angesetzten Kräfte und ihre Zusammensetzungen zu Mittelkräften sind in jedem Teilbild eingetragen. Die Sohle von zwei Stützmauern ist schräg gelegt, weil dadurch eine wesentliche Erhöhung des Grundwiderstandes und damit eine Einsparung an unterer Mauervorsprung erzielt wird. Soweit Stabilität vorgesehen wurde, sind die Abmessungen reichlich gewählt ($\sigma_{\mu}/\sigma_0 = 10/1200$ kg/cm²). Die Erdrundermittlung in Bild 3a und Bild 3e erfolgte nach dem von Müller-Breslau gegebenen erweiterten Reibhanschen Satz²³⁾. Besonders hervorgehoben sei das in Bild 3e nach-

²³⁾ H. Müller-Breslau: Erdruck auf Stützmauern, Stuttgart 1906, gewiesenes Ergebnis, daß bei einer Konsolstützmauer sich der ungünstigste Zustand für eine Gleitebene ergibt, die geradlinig erdwärts von der Konsol- zur Fußkante verläuft. Im übrigen ist überall einheitliches Erdreich vorausgesetzt, d. h. auch die Grenzbelastung des Untergrundes ist für $q = 26^2$ t/m² ($\mu = 0,50$) angesetzt²⁴⁾.

²⁴⁾ Nicht berücksichtigt ist jedoch ein hoher Grundwasserstand im Untergrund sowie der ungünstige Einfluß von Porenwasserüberdruck, der bei verhältnismäßig schneller Hinterfüllung bei niedrigem Untergrund vorübergehend auftreten kann.

Man vergleiche nun die Bilder 3a bis 3g untereinander und mit den Schroeter'schen Bildern 3 bis 8 und seinen Ausführungen. Eine Überlegenheit seiner Bauweise ist m. E. nicht zu erkennen (wenn man davon absieht, daß naturgemäß die aufgelösten Formen weniger Beton erfordern wie eine massive Mauer). Die von Schroeter in seinen Bildern 2 bis 4 wiedergegebenen Stützmauerentwürfe zeigen, daß die neueren Erkenntnisse der Erdstatik - insbesondere über den Grundwiderstand - von dem Entwurfsbearbeiter noch nicht richtig angewendet wurden²⁵⁾.

²⁵⁾ Die Schroeter'sche Annahme $\delta = 0$ wirkt sich hier allerdings auch ungünstig aus, weil seine „Stamplachub“-Theorie, Unter dieser Annahme und Ergebnissen erscheint die Schroeter'sche Konstruktion m. E. in günstigerem Lichte als unter den wirklichen Kräfteverhältnissen.

Ein einseitige Stellungnahme wird u. a. auch sichtbar, wenn man die von Schroeter gewählten Abmessungen seiner „Clitterwand“ etwas näher untersucht, vgl. Bild 4. Zunächst ist darauf hinzuweisen, daß seine wasserreiche Platte mit 20 und reichlich schwach bemessen ist. Denn für das Biegemoment infolge der Erdauflast erhält man: $M = 5,2 \cdot 2,9^2/8 = 5,50$ tm und hierfür als

(im Rest. 4)

T, um den Ringling
unmöglich zu
Einseitigkeit
zu
13
zu
unmöglich
für
unmöglich
unmöglich
unmöglich
unmöglich
T 23)
Bild 3a bis 3g

in t
1/2 km

Wenn Schroeter schließlich die schnelle allseitige Druckverteilung des Auflagerdruckes seiner Platte hervorhebt gegenüber der stabförmigen Herunterführung der Kräfte durch Pfähle, so verkennt er damit wieder die Anwendungsgebiete der einzelnen Bauweisen. Die Schroeter-Platte kann vornehmlich in sandigem Erdreich zur Anwendung kommen, während Pfahlroste meistens unsichere Erdschichten überbrücken sollen (auch Hohlräume im Wasser). Ein unmittelbarer Vergleich beider Bauweisen ist also im allgemeinen gar nicht möglich. Man kann jedoch nicht ein und dieselbe Bauweise überall anwenden.

Zusammenfassung

Meine Darlegungen fasse ich wie folgt zusammen: Die Schroetersche Bauweise ist ein Konstruktionselement neben vielen anderen, die alle im Grundbau Anwendung finden können. Welche von diesen Möglichkeiten im Einzelfall am vorteilhaftesten ist, kann nicht allgemein entschieden werden und dürfte stark von den örtlichen Verhältnissen abhängen. Die von Schroeter behauptete Überlegenheit seines Vorschlages über die bisherigen Bauweisen ist jedenfalls im E. nicht erkennbar, und seine einseitigen Darlegungen verdienen deshalb Zurückweisung, zumal er die angeblichen Mängel der erdstatischen Verhältnisse der bisherigen Bauweisen offenbar unrichtig darstellt. Seine Erddrucktheorie (von ihm als EE-Theorie bezeichnet) ist grundfalsch und daher nicht anwendbar. Der Vorschlag einer Ankerwand verdient — wie alle anderen Bauweisen des Tiefbaues — Beachtung und Weiterentwicklung auf gesunder, wissenschaftlich einwandfreier Grundlage. BZ 1261

*Die Ermittlung der Resultanten
und Ermittlung der Längenverhältnisse!*

Jahr 14. 8. 48.

25a) Nachträglich sehe ich, daß Schroeter für seine "0%-Stützmauern" unterhalb der Platte anscheinend nur mit $f = 1,8 \text{ t/m}^2$ und $\varphi = 30^\circ$ gerechnet hat, hier also plötzlich ein günstigeres Erdreich voraussetzt als bei den massiven Stützmauern. Solche einseitig gefärbten Annahmen sind natürlich für einwandfreie Vergleichsberechnungen unzulässig, und es versteht sich daher von selbst, daß ich für die nachstehend konstruierten oder untersuchten Schroeter-Wände die gleichen ungünstigen Annahmen treffen mußte wie sie Schroeter für seine massiven Stützmauern zugrunde legte.

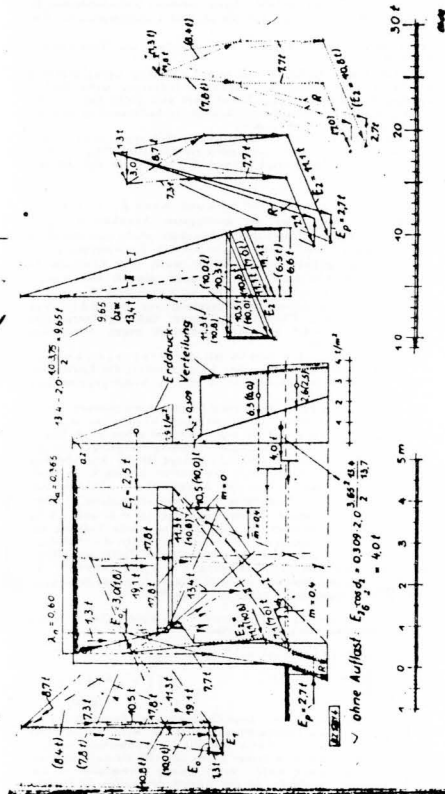
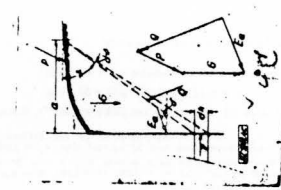
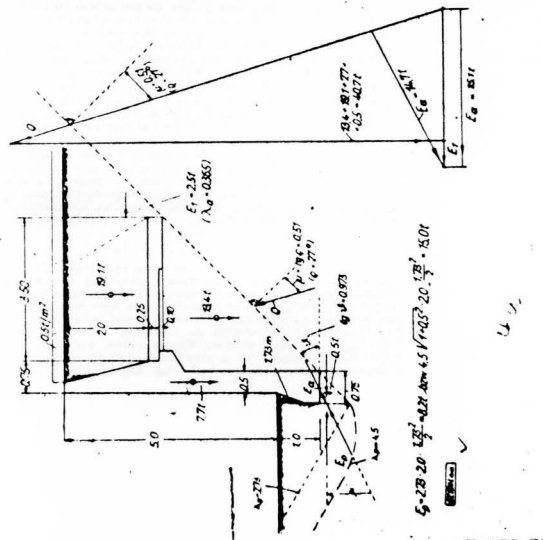
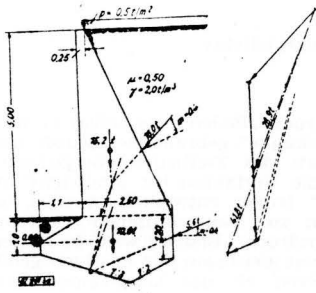


Bild 4. Erläuternde Untersuchung eines Stützmauerwerks von A. Schroeter





3a

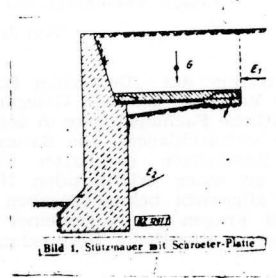
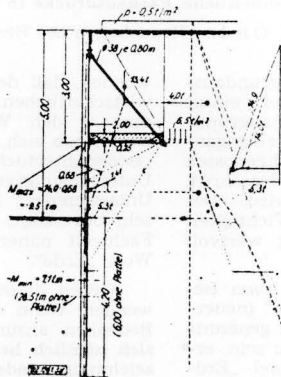


Bild 1. Stützmauer mit Schrauber-Platte

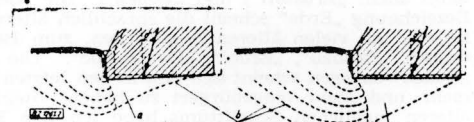
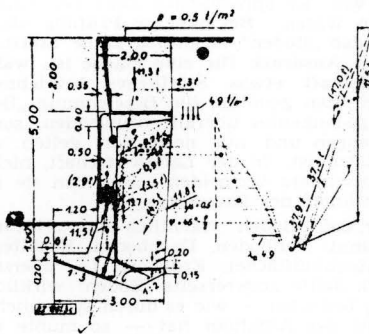


Bild 2. Gleitflächen für schräg wirkenden Grundwiderstand (Grenzbelastung) links für Drehbewegung (Kippung) rechts für Parallelverschiebung o mitgenommener Erdkeil b Gleitflächen

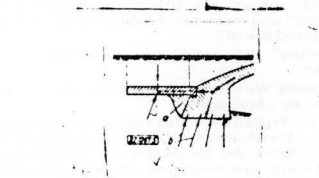
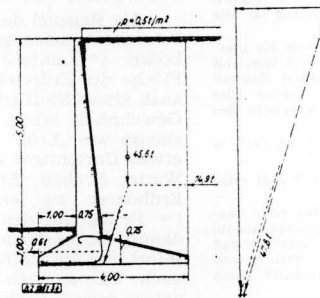


Bild 3. Die Widerlagerplatte nach Prof. Max Mojer a Magerbeton b Platte

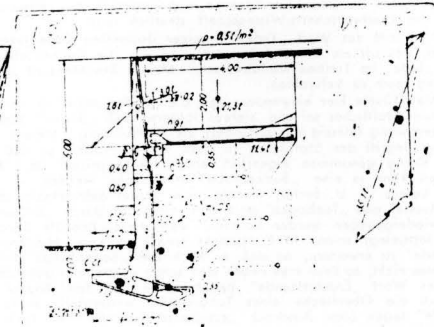
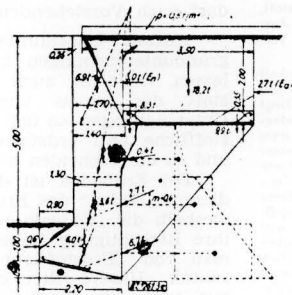
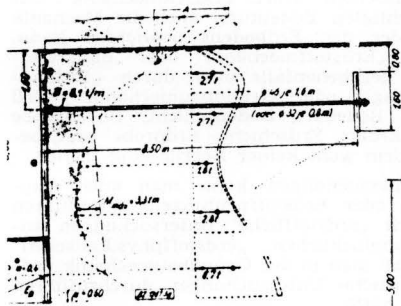


Bild 3. Statisch-konstruktiver Vergleich von Erdstützmauern verschiedener Bauart