

Zwischen Bodenmechanik und Physiko-Chemie

Betrachtungen zum Aufgabengebiet der Tonmechanik

V. Feeser

Geologisch-Paläontologisches Institut Universität Kiel, BR Deutschland

Kurzfassung: Zur Beschreibung des mechanischen Verhaltens von Tonen werden in der Bodenmechanik makroskopische Stoffgesetze verwendet. Sie sind phänomenologischer Natur und beinhalten lediglich die Konformität von experimentellem Befund und mathematischer Formulierung. Demgegenüber berücksichtigen mikroskopische Stoffmodelle aus der Physiko-Chemie inhärente Phasenwechselwirkungen. Diese weisen jedoch den Nachteil auf, daß sich ihre Aussagen nur schwer für praktische Anwendungen umsetzen lassen. Anhand einer Gegenüberstellung beider Ansätze wird aufgezeigt, daß eine umfassende Tonmechanik der Verschmelzung beider Modellvorstellungen bedarf. Der gefügekundlichen Grundlagenforschung kommt dabei die Aufgabe des Katalysators zu.

Summary: Macroscopic constitutive laws were employed in soil mechanics to describe the mechanical behaviour of clays. Due to their phenomenological nature only conformity occurs between the experimental observation and the mathematical description. By means of microscopical material laws, as known from physical chemistry, the clay behaviour can be interpreted by inherent particle interactions. However, the microscopically defined parameters can be hardly transmitted into macroscopical parameters for practical use. By way of two examples it is shown that clay mechanics must embrace both microscopic and macroscopic input. As a connecting link basic research on the interaction between clay fabric and macroscopic deformation should become a main focus of further studies.

Einleitung

Plastische Sedimente mit einem hohen Anteil an Tonmineralen, in der Nomenklatur der Bodenmechanik und des Grund- und Erdbaus als Tone bezeichnet, weisen aufgrund ihrer komplexen Materialeigenschaften ein schwer wägbares Baugrund- bzw. Baustoffverhalten auf. Zur Lösung von Standsicherheits- und Tragfähigkeitsaufgaben finden in der geotechnischen Praxis zumeist standardisierte bodenmechanische Ansätze Anwendung, die auf den Gesetzen der klassischen Statik und Plastizitätstheorie beruhen. In vielen Fällen treten bei Tonen jedoch Spannungs-Verformungs-Erscheinungen auf, die mit diesen klassischen Ansätzen nicht, oder nur unzureichend zu erfassen sind und als gemeinsames Merkmal eine Zeitabhängigkeit

aufweisen. Je nach den vorherrschenden mechanischen und/oder chemischen Randbedingungen überwiegen dabei Kriech- bzw. Relaxationsvorgänge oder Volumenänderungsprozesse. Als Beispiele seien erwähnt die Strömung thermischer oder chemischer Energie, Alterung, die Langzeitstabilität und das Kriechen von Böschungen oder das Zufließen von Hohlräumen.

Dieses als viskos bezeichnete mechanische Verhalten beruht auf der physiko-chemischen Natur des Ton-Wasser-Systems. Steuerungsparameter sind mineralogisch-chemische Faktoren, die ihre Ursache in der molekularen und elektrostatischen Wechselwirkung zwischen Feststoff und dem sie umgebenden Porenwasser haben. Diese Wechselwirkungen hängen unmittelbar von der Schichtstruktur, den Schichtladungen und den variablen Strukturen an den Kristallrändern der Tonminerale ab. Daneben sind Hydratationsenergie, Polarisierbarkeit und Wertigkeit der an den Oberflächen der Tonminerale austauschbar gebundenen Ionen im Verein mit der Elektrolytkonzentration im Porenwasser weitere bekannte Wechselwirkungsfaktoren.

Auch die Struktur des inneren Sedimentaufbaus, das Gefüge, und dessen Stabilität stehen in direktem Zusammenhang mit der physiko-chemischen Ton-Wasser-Wechselwirkung. Aufgrund des kristallspezifischen Blättchenhabitus der Tonminerale sind interpartikuläre Bindungen mit Fläche/Fläche-, Kanten/Fläche- und Kanten/Kantenkontakten möglich, so daß sämtliche Übergänge von koagulierten bis dispergierten Gefügen vorzufinden sind.

Strukturelle und physiko-chemische Einflüsse auf das mechanische Verhalten von Tonen fanden ihren Niederschlag in einer Vielzahl von Untersuchungen, die sich vor allem mit Beschreibungen isoliert betrachteter Verhaltensmuster auseinandersetzten. Schwerpunkte bildeten dabei mineralogische Aspekte [2, 12], Auswirkungen durch Änderung des chemischen Porenwassermilieus [17, 24], thermisches Verhalten [3, 23] sowie die Rolle des Gefüges unter physiko-chemischen [6, 10] und mechanischen Gesichtspunkten [1, 5].

Für die Lösung geomechanischer Randwertprobleme bei der Berechnung von Grund- und Erdbauwerken reichen diese phänomenologischen Materialbeschreibungen jedoch nicht mehr aus. Es werden eindeutige Spannungs-Verformungs-Beziehungen benötigt, d.h. objektive Darstellungen der Abbildung der Verformungsgeschichte eines materiellen Punktes auf seine Spannungsgeschichte, oder umgekehrt der Spannungs- auf seine Verformungsgeschichte. Die mathematische Formulierung dieser Zusammenhänge wird als Stoffgesetz oder Stoffmodell bezeichnet.

Zur Formulierung von Stoffgesetzen haben sich zwei Ansätze herauskristallisiert, welche sich durch die Natur ihrer wissenschaftlichen Herkunft grundsätzlich unterscheiden. So wurden im Ingenieurwesen, hier speziell in der Bodenmechanik, sogenannte *makroskopische Ansätze* entwickelt, die im Sinne der Feldtheorie eine Unterscheidung zwischen System (Rand- bzw. Anfangswertproblem) und Stoff beinhalten, wobei das Stoffgesetz eine lokale Formulierung der Systemeigenschaften darstellt.

Im naturwissenschaftlichen Bereich stehen in der Physiko-Chemie *mikroskopische Ansätze* zur Verfügung, welche vom atomistischen Aufbau des Stoffes und den Wechselwirkungen in den Kontaktstellen der sie aufbauenden Systemelemente ausgehen.

Makroskopische Ansätze

Grundsätzlich wird zwischen elastischen, plastischen und 'of the rate' Stoffgesetzen unterschieden [8].

Während elastische Ansätze, oder deren pseudo-elastischen Erweiterungen, aufgrund ihres theoriebedingten Ausschlusses innerer Dissipation immer mehr ins Hintertreffen geraten, bilden elasto-plastische Ansätze, welche als Erweiterung der starr-plastischen Reibungsgesetze (z.B. Mohr-Coulomb) angesehen werden können, einen Schwerpunkt bodenmechanischer Forschung.

Die Plastizitätstheorie beschreibt irreversible, allerdings geschwindigkeitsunabhängige Verformungen, die bei Überschreitung der Fließgrenze (Fließfläche)

$$f(\sigma_{ij}, \mathbf{K}) = 0 \quad (1)$$

auftreten. In der Argumentenliste können neben der Spannung (σ_{ij}) und Verfestigungsparametern (\mathbf{K}) auch die plastischen Verzerrungen selbst und chemische oder thermische Potentiale auftreten.

Mit der Fließfunktion liegt noch nicht das Stoffverhalten fest. Eine Fließregel ist erforderlich, die die Spannungen mit den Verformungen verknüpft und die Richtung der plastischen Verzerrungsgeschwindigkeit

$$\dot{\epsilon}_{ij}^p = \dot{\lambda} \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}} \quad (2)$$

festlegt. Die skalare Größe ($\dot{\lambda}$) wird als 'loading parameter' und (g) als plastisches Potential bezeichnet. Aus der Objektivität von Glg. (2) folgt Koaxialität zwischen Hauptspannungen (σ_{ij}) und Hauptverzerrungsgeschwindigkeiten ($\dot{\epsilon}_{ij}^p$). Der Vektor der plastischen Verzerrungsgeschwindigkeit steht damit normal auf der Fläche des plastischen Potentials.

Vollkommen verschieden von elastischen und plastischen Ansätzen sind Stoffgesetze vom 'of the rate'-Typ, die jüngste Entwicklung in der bodenmechanischen Stoffgesetzforschung [9]. Sie enthalten objektive Tensorfunktionen

$$\dot{\underline{T}} = f(\underline{T}, \underline{D}) \quad (3)$$

bei der die Spannungsrate ($\dot{\underline{T}}$) in Anlehnung an hypo-elastische Formulierungen von der Spannung (\underline{T}) und der Verzerrungsgeschwindigkeit (\underline{D}) abhängt. Durch Einführung eines weiteren spannungsartigen Strukturtenors (\underline{S}) lassen sich Ent- und Wiederbelastungen beliebiger Anzahl und Richtung erfassen.

Zur Veranschaulichung der zunächst recht komplex erscheinenden Zusammenhänge sollen im folgenden als Beispiel für einen elasto-plastischen Ansatz Grundzüge des aus Versuchen an *Cambridge Clay* entwickelten Cam-Clay-Modells erläutert werden.

Cam-Clay-Modell

Grundlage des Modells stellen zwei experimentelle Befunde dar. Im Vordergrund steht die auf TERZAGHI [20] zurückgehende Zustandsbeschreibung, wonach sich das eindimensionale Kompressionsverhalten von Ton im Erstbelastungszustand (NC) durch

$$e_{NC} = e_0 - C_c \ln \left(\frac{\sigma'}{\sigma'_0} \right) \quad (4)$$

und das Schwell- und Wiederbelastungsverhalten im überkonsolidierten Zustand (OC) durch

$$e_{OC} = e_0 - (C_c - C_s) \ln \left(\frac{\sigma'_{max}}{\sigma'_0} \right) - C_s \ln \left(\frac{\sigma'}{\sigma'_0} \right) \quad (5)$$

beschreiben lassen (Abb. 1). Dabei gibt (σ') die effektive vertikale Spannung, (σ'_{max}) die größte vor der Entlastung erreichte effektive vertikale Spannung, die Porenzahl (e) das Verhältnis von Porenraum zum Volumen der festen Bestandteile und (e_0) die Porenzahl bei der Bezugsspannung (σ'_0) an. (C_c) und (C_s) werden als Kompressions- und Schwellbeiwert eingeführt.

Aus Abb. 1 wird ersichtlich, daß plastische, d.h. irreversible Deformationen lediglich aus NC-Zuständen resultieren. Im OC-Bereich wird Elastizität angenommen. Für diesen Bereich leitet sich aus Glg. (5) das Elastizitätsgesetz

$$\frac{de_{OC}}{d\sigma'} = -\frac{C_s}{\sigma'} := \frac{d\epsilon_v^e}{d\sigma'} = -\frac{C_s}{(1+e)\sigma'} \quad (6)$$

ab, mit (ϵ'_v) der elastischen volumetrischen Dehnung. Der reversible Arbeitsanteil bei eindimensionalen Verformungsvorgängen ist damit proportional zur effektiven vertikalen Spannung (σ'_v).

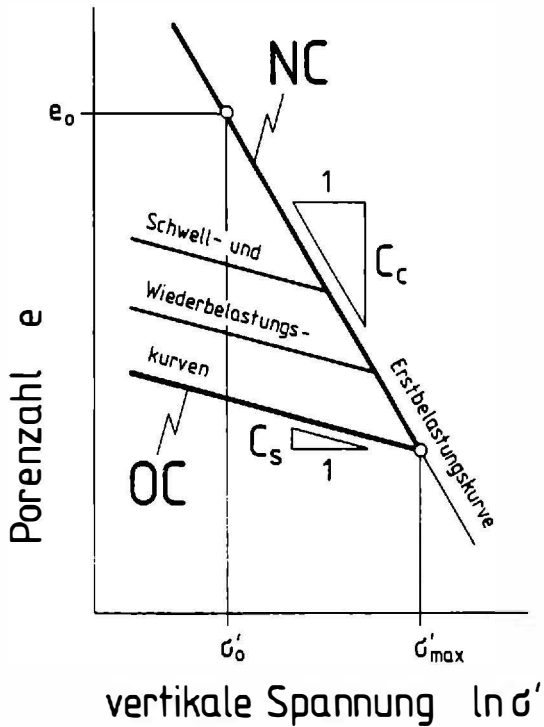


Abb. 1 Grundlagen des Cam-Clay-Modells: Spannungs-Porenzahl-Beziehung für eindimensionale, ödometrische Kompression, Schwell- und Wiederbelastung

In erster Linie gelten diese für geostatische Spannungspfade aufgestellten Zusammenhänge auch für alle anderen proportionalen Spannungspfade; so z.B. auch für isotrope Pfade mit mittleren effektiven Normalspannungen

$$p' = \frac{1}{3}(\sigma'_1 + \sigma'_2 + \sigma'_3) \quad (7)$$

Der zweite experimentelle Befund geht auf ROSCOE et al. zurück [16]. Sie zeigten, daß die von einem Ton maximal aufnehmbare Hauptschubspannung (Deviatorspannung)

$$q_f = (\sigma'_y - \sigma'_z) \quad (8)$$

(Index f steht für failure) bei konstanter mittlerer effektiver Normalspannung (p') nicht von der Höhe der vorausgegangenen Kompression abhängt (Abb. 2: Pfade AC und BC). Es existiert vielmehr eine kritische Porenzahl (e_f) (Abb. 2: Punkt C) bei welcher sich kontinuierliche, volumentreue Scherverformungen bei konstanter Hauptschubspannung einstellen. Für den Gesamtbereich aller effektiven mittleren Normalspannungen leitet sich daraus eine Kritische-Zustand-Linie (CSL: critical state line) ab (Abb. 2)

$$e_f = e_{f0} - C_f \ln \left(\frac{p'}{p'_{f0}} \right) \quad (9)$$

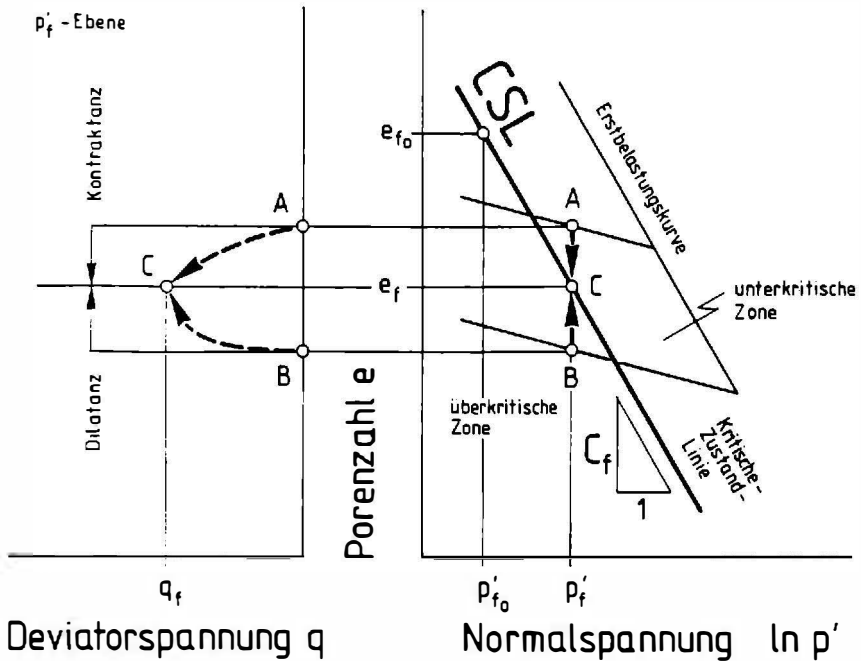


Abb. 2 Grundlagen des Cam-Clay-Modells: Kritische-Zustand-Linie (CSL) im Spannungs-Porenzahl-Raum für deviatorische Beanspruchung

Durch die Kritische-Zustand-Linie wird der überkonsolidierte Bereich in eine unter-

kritische Zone, welche durch scherungsbedingte Volumenabnahme (Kontraktanz) gekennzeichnet ist, und in eine überkritische Zone, mit dem Merkmal der scherungsbedingten Volumenzunahme (Dilatanz), unterteilt (Abb. 2).

Für die Beschreibung der scherungsbedingten Formänderungen zogen SCHOFIELD und WROTH [18] in Anlehnung an TAYLOR [19] einen Energieansatz für die dissipativ zu leistenden Arbeiten heran,

$$q \, d\epsilon_d^p = M \, p' \, d\epsilon_d^p + p' \, d\epsilon_v^p \quad (10)$$

oder umgeformt

$$\frac{q}{p'} = M + \frac{d\epsilon_v^p}{d\epsilon_d^p} \quad (11)$$

worin (ϵ_d^p) den gestaltändernden (deviatorischen), (ϵ_v^p) den volumetrischen Anteil der plastischen Dehnung und (M) eine Reibungskonstante darstellen. Da definitionsgemäß im kritischen Zustand Volumenkonstanz herrscht, folgt aus Glg. (11) die Grenzbedingung der Kritischen-Zustands-Linie in der Spannungsebene

$$q = M \, p' \quad (12)$$

Für plastisches Fließen in der unterkritischen Zone wird die Gültigkeit der Normalitätsbedingung vorausgesetzt (Abb. 3). Es gilt die assoziierte Fließregel

$$\frac{d\epsilon_v^p}{d\epsilon_d^p} = - \frac{dq}{dp'} \quad (13)$$

Aus Glg. (9) und (11) folgt schließlich durch Integration die Fließkurve für die unterkritische Zone

$$q = M \, p' \left[1 - \ln \left(\frac{p'}{p'_f} \right) \right] \quad (14)$$

mit der kritischen mittleren Normalspannung (p'_f) , welche mit der kritischen Porenzahl (e_f) verknüpft ist (Abb. 2).

Die Fließbedingung hat damit die allgemeine Form

$$f(p', q; p'_j) = 0 \quad (15)$$

und stellt eine Schar elliptischer Kurven mit (p'_j) als Scharparameter dar (Abb. 3). Für eine vorgegebene p'_j / e_j -Konstellation gibt nun die Fließfläche die Grenze des elastischen Bereiches an. Eine Reduzierung der kritischen Porenzahl $e_{f_1} - e_{f_2}$ ($e_{f_2} < e_{f_1}$) führt zu einer Verschiebung (Aufblähung) des elastischen Bereiches in Richtung der plastischen Verzerrungsinckremente (Abb. 3), was wiederum eine Steigerung der Festigkeit zur Folge hat. Der Scharparameter (p'_j) wird daher auch als Verfestigungsparameter bezeichnet.

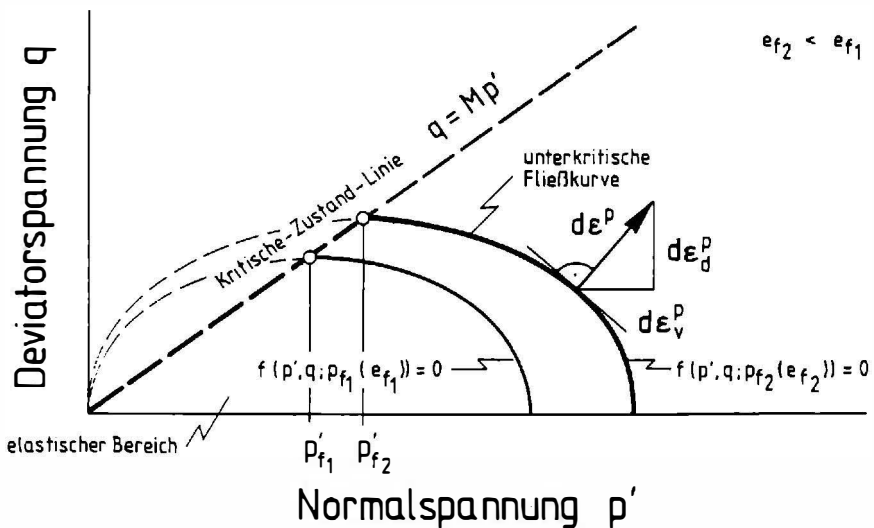


Abb. 3 Cam-Clay-Modell: Fließbedingung und Fließregel für NC-Zustände in der unterkritischen Zone

In der überkritischen Zone treten bei Fließvorgängen kleinere plastische Dehnungen auf, als sie sich aus Glg. (11) ergeben. In dieser Zone müssen daher Fließgesetze zur Anwendung kommen, welche von einem plastischen Potential ausgehen, das nicht mehr mit der Fließkurve identisch ist. Auf ihre Herleitung soll hier jedoch verzichtet werden.

Mikroskopische Ansätze

Die Bandbreite mikroskopischer Modelle ist im Vergleich zu der makroskopischer Ansätze sehr eng. Es existieren lediglich zwei Grundtypen, die sich durch ihre mehr chemisch bzw. physikalisch orientierte Ausrichtung unterscheiden.

Dem ersten, aus der Kolloidchemie stammenden Ansatz, liegt die Modellvorstellung der diffusen Doppelschicht zugrunde [4]. Als Systemelement wird das Tonmineral betrachtet, das an seiner Oberfläche unausgeglichene elektrische Ladungen aufweist. Hydratisierte Gegenionen bewirken zusammen mit den polaren Wassermolekülen einen elektrostatischen Ladungsausgleich. Die Oberfläche und die diffus verteilte Ionen-Wasser-Wolke bilden dabei eine elektrische Doppelschicht, deren Potentialverteilung durch die DLVO-Theorie [22] beschrieben wird

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{8 \pi n E z}{\epsilon} \sinh\left(\frac{z E \psi}{KT}\right) \quad (16)$$

worin (ψ) das mittlere Potential im Abstand (x) von der Mineraloberfläche, (n) die lokale Ionenkonzentration, (E) die Elementarladung, (z) die Valenz der Ionen, (ϵ) die Dielektrizitätskonstante, (K) die Boltzmann'sche Konstante und (T) die absolute Temperatur bedeuten.

Bei der gegenseitigen Annäherung von Tonmineralen stellen sich interpartikuläre Kraftwirkungen ein. Während abstoßende Kräfte aus der Durchdringung der beschriebenen Potentialfelder beruhen (osmotischer Druck), setzen sich die anziehenden Kräfte aus den elektrostatischen Coulomb'schen und Van-der-Waals'schen Kraftwirkungen zusammen.

Durch die Einführung von Annahmen über den Zusammenhang zwischen Tonmineralabstand und Porenzahl lassen sich schließlich für den Fall normal zur Deformationsrichtung orientierter Tonmineralplättchen Spannungs-Porenzahl-Beziehungen für geostatische Kompression und Schwellen angeben [13, 21].

Dem zweiten, physikalisch orientierten Typ, liegen die Modellvorstellungen der Rate-Process-Theorie zugrunde [7]. Nach ihr ist das makroskopische Deformationsverhalten das Resultat von Verschiebungen zwischen den Tonpartikeln an deren Kontaktstellen, welche als bewegliche Massen in lokalen Potentialfeldern verstanden werden. Als Bindungsträger werden Kraftfelder der Moleküle oder Atome angesehen. Mögliche Gleichgewichtslagen sind durch Energiebarrieren voneinander getrennt, deren Überwindung mit einer Verschiebung in den Kontaktstellen einhergeht.

Zur Veranschaulichung der grundsätzlichen Unterschiede zwischen makroskopischen und mikroskopischen Stoffansätzen wird im folgenden eine kurze Einführung in die Rate-Process-Theorie gegeben.

Rate-Process-Theorie (RPT)

Abb. 4 zeigt die bereits skizzierte Basishypothese der Theorie, wonach die lokalen Systeme der Bindungsträger im Gleichgewichtszustand ein Minimum freier Energie (F_0) aufweisen. Lassen sich diese Systeme durch einen Oszillator der Frequenz

$$v_0 = \frac{KT}{h} \exp\left(-\frac{F_0}{RT}\right) \quad (17)$$

beschreiben, mit (R) der molaren Gaskonstanten, (K) der Boltzmann'schen Konstanten, (T) der absoluten Temperatur und (h) der Plank'schen Konstanten, folgt für die mittlere freie Energie eines Bindungsträgers

$$F_0 = RT \ln\left(\frac{KT}{h v_0}\right) \quad (18)$$

Benachbarte Gleichgewichtslagen sind (ω) entfernt und durch Energiebarrieren der Höhe (ΔF) voneinander getrennt. Höhe und Breite der Energiemulde beschreiben die Kontaktstellenstruktur. Zur Überwindung der Energiebarriere wird ein Energiebetrag ($F_0 + \Delta F$) erforderlich. Die Wahrscheinlichkeit, daß aufgrund thermischer Energieschwankungen dieser Betrag mindestens erreicht wird, folgt in Anlehn-

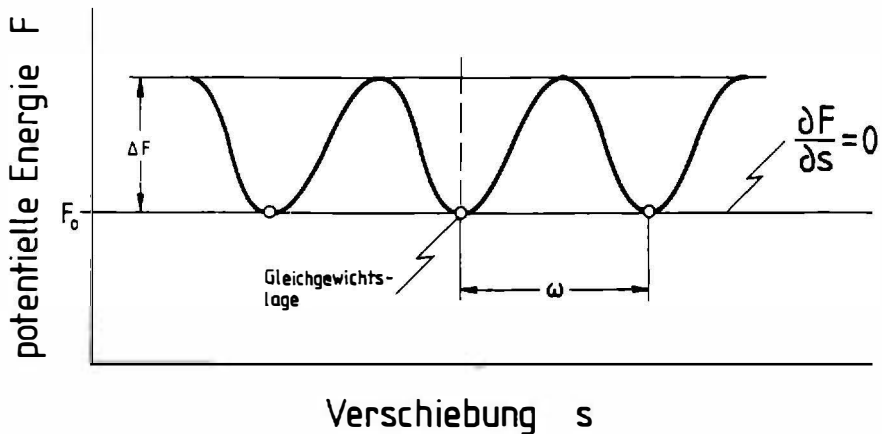


Abb. 4 Grundlagen der Rate-Process-Theorie: Gleichgewichtslagen, Energiebarrieren und Aktivierungsenergie lokaler Systeme von Bindungsträgern.

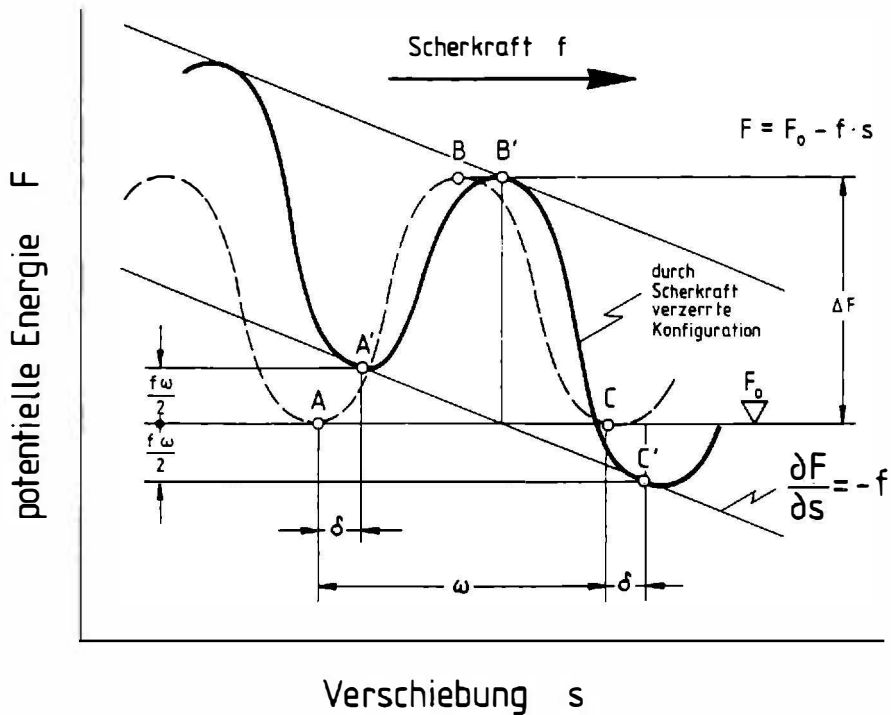


Abb. 5 Grundlagen der Rate-Process-Theorie: Veränderung des Potentialfeldes lokaler Systeme von Bindungsträgern bei Einwirkung einer lokalen Scherkraft.

nung an das Maxwell'sche Verteilungsgesetz aus

$$p(\Delta F) = \exp\left(-\frac{\Delta F}{RT}\right) \quad (19)$$

Für die Aktivierungsfrequenz (ν) des energetischen Zustandes ($F_0 + \Delta F$) kann somit geschrieben werden

$$\nu = \nu_0 p(\Delta F) = \nu_0 \exp\left(-\frac{\Delta F}{RT}\right) \quad (20)$$

Da die Energieschwankungen ungerichtet sind, gleichen sich die Verschiebungen der

Bindungsträger in allen Richtungen aus, so daß die periodischen Barrierenwechsel auf den makroskopischen Deformationszustand keine Auswirkungen haben.

Wirkt dagegen eine gerichtete Scherkraft (f) an der Kontaktstelle des Bindungsträgers, tritt eine Änderung des Potentialfeldes $\left(\frac{\partial F}{\partial \omega} = -f\right)$ und damit eine Verzerrung der Energiemulde ein (Abb. 5). Die Energiebarriere erniedrigt sich dadurch in Wirkungsrichtung der Kraft um den Betrag $\left(f \frac{\omega}{2}\right)$; in entgegengesetzter Richtung erfolgt eine entsprechende Erhöhung des Energieinhaltes. Gleichzeitig verschieben sich die Lagen der Energieminima um (δ) in Wirkungsrichtung der Scherkraft, was einer makroskopisch elastischen Deformation entspricht.

Durch die reduzierte Barrierenhöhe nimmt die Aktivierungsfrequenz in der Wirkungsrichtung der Scherkraft zu

$$\underline{v} = v_0 \exp\left[-\left(\frac{\Delta F}{RT} - \frac{f \omega}{2 KT}\right)\right] \quad (21)$$

in ihr entgegengesetzter Richtung entsprechend ab

$$\underline{v} = v_0 \exp\left[-\left(\frac{\Delta F}{RT} + \frac{f \omega}{2 KT}\right)\right] \quad (22)$$

An der betrachteten Kontaktstelle resultiert eine bevorzugte Verschiebung in der Wirkungsrichtung mit der Nettoaktivierungsfrequenz

$$v_N = \underline{v} - \underline{v} = v_0 \exp\left(-\frac{\Delta F}{RT}\right) 2 \sinh\left(\frac{f \omega N}{2 RT}\right) \quad (23)$$

Glg. (23) stellt die fundamentale Aussage der RPT dar. Sie beschreibt zunächst nur das Verhalten eines einzelnen Bindungsträgers an einer Kontaktstelle, läßt sich aber ohne Einschränkungen auf Bindungsträgergruppen in einer Kontaktfläche ausdehnen.

Eine Umsetzung des mikroskopisch formulierten Zusammenhangs Glg. (23) zur Quantifizierung des makroskopischen Deformationsverhaltens ist ohne zusätzliche Annahmen über Struktureigenschaften nicht möglich. MITCHELL [15] verknüpft die Nettoaktivierungsfrequenz (v_N) mit der deviatorischen Dehnungsrate ($\dot{\epsilon}_d^p$) und führt zu diesem Zweck den Strukturparameter (χ) ein

$$\dot{\epsilon}_d^p = \chi \cdot v_N \quad (24)$$

LEINENKUGEL [11] wies nach, daß die Energie, welche eine Bindungsträgergruppe zur Aufrechterhaltung einer bestimmten Aktivierungsfrequenz benötigt, durch die äußere Beanspruchung

$$q \Lambda = f \frac{\omega}{2} N \quad (25)$$

aufzubringen ist, wobei (q) die Deviatorspannung und (Λ) das Verzerrungsvolumen angeben. Unter der Voraussetzung, daß $2\sinh[\dots] \approx \exp[\dots]$ gesetzt werden kann, läßt sich Glg. (21) überführen in

$$\dot{\epsilon}_d^p = \chi \frac{KT}{h} \exp\left(-\frac{F_0 + \Delta F - q\Lambda}{RT}\right) \quad (26)$$

Mit Glg. (26) steht ein physikalisch begründeter Zusammenhang zwischen makroskopischen Spannungs- (q) und Verformungsgrößen ($\dot{\epsilon}_d^p$) zur Verfügung, womit sich geschwindigkeitsabhängige Deformationsvorgänge, bevorzugt unter konstanter Belastung, d.h. Kriechvorgänge, beschreiben lassen. Allerdings bereitet die experimentelle Bestimmung der in Glg. (26) enthaltenen Aktivierungsenergie gewisse Schwierigkeiten, da die RPT lediglich den unmittelbaren Kontaktbereich berücksichtigt, und nicht in der Lage ist, die offensichtlich während eines Kriechvorganges sich ändernden Bindungsstärken zu erkennen [14]. Die Aktivierungsenergie ist demnach strukturabhängig.

Fazit

Nach der Gegenüberstellung makroskopischer und mikroskopischer Stoffansätze kann nun eine Wichtung ihrer Aussagen in bezug auf eine objektive Beschreibung des Spannungs-Verformungs-Verhaltens von Tonen vorgenommen werden.

Wir haben gesehen, daß elasto-plastische Ansätze auf plausiblen Annahmen beruhen, die aus der experimentellen Beobachtung stammen. Ihre Anwendung ist durch die beschränkte Anzahl erforderlicher Eingangsparameter und der relativ guten Beschreibung von Versuchsspuren dreiaxialer Standardscherversuche, vor allem im angelsächsischen Raum, weit verbreitet.

Wird von dreiaxialen Versuchsspuren abgewichen, nimmt die Diskrepanz zwischen Theorie und Realität schnell zu. Zur Behandlung allgemeiner Randwertauf-

gaben werden Verallgemeinerungen bezüglich der Invarianz der Spannungs- und Verformungsgrößen erforderlich. Gleiches gilt für die Koaxialitätsannahme. Zyklische bzw. nichtmonotone Dreiaxialversuche zeigen, daß weitere Verallgemeinerungen über die Hauptachsendrehungen hinzukommen müssen.

Ein weiterer Nachteil plastizitätstheoretischer Modelle ist die eindeutige Verbindung des Spannungs- mit dem Deformationszustand auf der Fließfläche, womit von vorneherein eine Beschreibung eines geschwindigkeitsabhängigen, viskosen Verhaltens, wie z.B. von Kriechverformungen unter konstanter Spannung, nicht möglich ist.

Für Stoffgesetze vom 'of the rate'-Typus gelten diese Einschränkungen nicht. Mit ihnen läßt sich eine geschwindigkeitsabhängige, kontinuierliche Nichtlinearität der Spannungs-Verformungs-Beziehung nachvollziehen. Aufgrund der Objektivität der Tensorfunktionen gelten die Aussagen für alle Randwertprobleme. Im Gegensatz zu den vorgestellten Parametern plastischer Ansätze kann für die hier verwendeten Stoffkonstanten keine phänomenologische Zuordnung mehr erfolgen. Es ist vielmehr das empirisch festgelegte Zusammenwirken aller Terme, die zu der genauen Beschreibung experimenteller Beobachtungen führt. Eine Einschränkung erfährt die Anwendung dieser Stoffgesetze durch die sehr subtile Kalibrierung der erforderlichen Eingangsparameter.

Betrachten wir die mikroskopischen Stoffmodelle, stellt sich ein gänzlich anderes Bild dar. Durch die Einbeziehung physikalisch-chemischer Größen lassen sich auf der Grundlage der DLVO-Theorie Wechselwirkungen zwischen Porenwasser und Feststoff beschreiben. Vergleiche mit Versuchsergebnissen aus ödometrischen Beanspruchungen zeigen, daß das charakteristische elektrolyt- und temperaturabhängige Kompaktions- und Schwellverhalten qualitativ gut beschrieben werden kann. Darüberhinaus, sei es in bezug auf eine Verallgemeinerung der Spannungspfade oder auf geschwindigkeitsabhängiges Verhalten, sind keine Aussagen möglich.

Demgegenüber lassen sich mit den Ansätzen der RPT die viskose Natur des Verformungsverhaltens von Tonen physikalisch erklären und beschreiben. Entsprechend ihrer Voraussetzungen ist sie jedoch nur geeignet, Verzerrungsgeschwindigkeiten zu liefern, ohne dabei eine Aussage über die Richtung der eintretenden Deformation machen zu können. Die Aussagen sind ferner auf einzelne Kontakte oder Kontaktflächen beschränkt, so daß außerhalb dieser Bereiche während des Deformationsvorgangs ablaufende Prozesse ohne Berücksichtigung bleiben.

Zusammenfassend kann nun festgehalten werden, daß die für eine Lösung ausschließlich *geomechanischer* Randwertprobleme erforderlichen objektiven Darstellungen des Spannungs-Verformungs-Verhaltens von Tonen durch makroskopische Stoffgesetze wiedergegeben werden können. Alle Formulierungen beschränken sich jedoch darauf, experimentell ermittelte Zusammenhänge, ohne den Versuch einer physikalisch-chemischen Deutung, mathematisch zu approximieren. Der Ton, als reales Feststoff-Wasser-Elektrolyt-System, wird bei dieser Vorgehensweise jedoch als

'steriles Ding als solches' betrachtet, so daß alle Aussagen letztlich nur für die im Versuch eingehaltenen Randbedingungen Gültigkeit besitzen.

Für mikroskopische Ansätze gelten diese Einschränkungen nicht. Bei allen Modellen müssen wir aber auf der anderen Seite mit expliziten physikalisch-chemischen Größen operieren, ohne daß ihnen unmittelbar makroskopische Größen zugeordnet werden können.

Im Hinblick auf die in Zukunft vermehrt zu lösenden Aufgaben im Umweltschutzbereich, bei welchen physikalisch-chemische Steuerungsparameter bei Sicherheitsanalysen im Vordergrund stehen werden, wird eine Verknüpfung makroskopischer und mikroskopischer Ansätze zu einem geschlossenen Konzept unumgänglich. Mit dieser Feststellung ist auch bereits das Aufgabengebiet der Tonmechanik fest umrissen.

Es erscheint jedoch derzeit kaum möglich, mit den vorhandenen Erkenntnissen und Hilfsmitteln, eine objektive, geschlossene Formulierung des viskosen Spannungs-Verformungs-Verhaltens von Tönen auf einer gemeinsamen Basis zu finden. Um diesen Weg zu öffnen, bedarf es einer wesentlichen Voraussetzung, der vermehrten Grundlagenforschung auf dem Gebiet der strukturellen Zusammenhänge. Erst elementare Kenntnisse der gegenseitigen Bedingtheit von Ursache und Wirkung, im Sinne SANDER'S von Gestalt (Gefüge) und Funktion (Deformation), werden uns die notwendigen Grundlagen für eine ganzheitliche Verknüpfung makroskopischer und mikroskopischer Stoffgesetze liefern.

Literatur

- [1] BENNETT, R.H., BRYANT, W.R. and KELLER, G.H. (1977): Clay fabric and geotechnical properties of selected submarine sediment cores from the Mississippi delta.- Prof. Paper 9, Nat. Oceanic Atmos. Admin., U.S. Dept. Commerce, 86 pp.
- [2] BENTLEY, S.P., CLARK, N.J. and SMALLY, I.J. (1980): Mineralogy of Norwegian postglacial clay and some geotechnical implications.- Can. Mineral. 18: 535-547.
- [3] BERGGREN, A.L. (1983): Engineering creep models for frozen soil behaviour.- D.Thesis Univ. Trondheim, Norway.
- [4] CHAPMANN, D.L. (1913): A contribution to the theory of electrocapillarity.- Phil. Mag. 25: 475-481.
- [5] DELAGE, P. and LEFEBVRE, G. (1984): Study of structure of a sensitive Champlain clay and its evolution during consolidation.- Can. Geotech. J. 21: 21-35.
- [6] GILLOT, J.E. (1979): Fabric composition and properties of sensitive soils from Canada, Alaska and Norway.- Eng. Geol. 14: 149-172.
- [7] GLASSTONE, S., LAIDLER, K. and EYRING, H. (1941): The Theory of Rate Processes.- McGraw-Hill (New York).

- [8] GUDEHUS, G. (1980): Stoffgesetze der Bodenmechanik. In Smolczyk, U. (Hrsg.): Grundbautaschenbuch, 3.Aufl., Teil 1:117-144, Ernst & Sohn (Berlin).
- [9] KOLYMBAS, D. (1988): Eine konstitutive Theorie für Böden und andere körnige Stoffe.- Veröff. Inst. Bodenmech. Felsmech. Univ. Karlsruhe 109, 123 S.
- [10] LAGALY, G. (1986): Anorganische Systeme - Tonmineraldispersionen. In Kulicke, W.M. (Hrsg.): Fließverhalten von Stoffen und Stoffgemischen, Hüthig und Wepf (Basel).
- [11] LEINENKUGEL, H.J. (1976): Deformations- und Festigkeitsverhalten bindiger Erdstoffe. Experimentelle Ergebnisse und ihre physikalische Deutung.- Veröff. Inst. Bodenmech. Felsmech. Univ. Karlsruhe 66, 139 S.
- [12] LOCAT, J., BERUBE, M-A., CHAGNON, J-Y. and GELINAS, P. (1985): The mineralogy of sensitive clays in relation to some engineering problems - an overview.- App. Clay Sci. 1: 193-205.
- [13] MADSEN, F.TH. (1976): Quelldruckmessung an Tongesteinen und Berechnung des Quelldrucks nach der DLVO-Theorie.- Mitt. Inst. Grundb. Bodenmech. ETH Zürich 108, 65 S.
- [14] MITCHELL, J.K., CAMPANELLA, R.G. and SINGH, A. (1968): Soil creep as a rate process.- J. Soil Mech. Found. Div., ASCE, 94(SM1): 231-253.
- [15] MITCHELL, J.K. (1964): Shearing resistance of soils as a rate process.- J. Soil Mech. Found. Div., ASCE, 90(SM 1): 29-61.
- [16] ROSCOE, K.H., SCHOFIELD, A.N. and WROTH, C.P. (1958): On the yielding of soils.- Géotechnique 8: 22-53.
- [17] ROSENQVIST, I.TH. (1962): The influence of physico-chemical factors upon the mechanical properties of clays.- Proc. Natl. Conf. Clays Clay Minerals, 9th Natl. Acad. Sci. Natl Res. Council: 12-27.
- [18] SCHOFIELD, A.N. and WROTH, C.P. (1968): Critical state soil mechanics.- McGraw Hill (London).
- [19] TAYLOR, D.W. (1948): Fundamentals of soil mechanics.- Wiley (New York).
- [20] TERZAGHI, K. (1925): Erdbaumechanik auf bodenphysikalischer Grundlage.- Deuticke (Leipzig und Wien).
- [21] VEES, E. (1970): Die Gesetzmäßigkeiten der Ionenbeläge und ihre Heranziehung zur Deutung des Verhaltens bodenmechanischer Kenngrößen.- Diss. Univ. Stuttgart.
- [22] VERWEY, E.J.W. and OVERBEEK, J.TH.G. (1948): Theory of the stability of lyophobic colloids.- Elsevier (Amsterdam).
- [23] VIRDI, S.P.S. (1984): Rheology of soils with special reference to temperature effects.- D.Thesis Lancaster Polytechnic, UK.
- [24] YONG, R.N. (1988): Interaction of clay and industrial waste: a summary review.- Soil Mech. Ser. Geotech. Res. Centre, McGill Univ. Montréal 54, 13 pp.