



**BAUGRUNDINSTITUT
STUTT GART**

1980

MITTEILUNG 11

GEORG ULRICH

**VERSCHIEBUNGS- UND KRAFTGESTEUERTE
PLATTENDRUCKVERSUCHE AUF
KONSOLIDIERENDEN BÖDEN**

PETER GUSSMANN

**ZUM MODELLGESETZ
DER KONSOLIDATION**





**BAUGRUNDINSTITUT
STUTTGART**

1980

MITTEILUNG 11

GEORG ULRICH

**VERSCHIEBUNGS- UND KRAFTGESTEUERTE
PLATTENDRUCKVERSUCHE AUF
KONSOLIDIERENDEN BÖDEN**

PETER GUSSMANN

**ZUM MODELLGESETZ
DER KONSOLIDATION**

Das Baugrundinstitut ist unter der Bezeichnung
"INSTITUT FÜR GRUNDBAU UND BODENMECHANIK"
eine Einrichtung der Universität Stuttgart

ISBN 3-921837-13-6

Gegen Vervielfältigung und Übersetzung bestehen keine
Einwände, es wird lediglich um Quellenangabe gebeten.
Herausgegeben 1980 im Eigenverlag des Baugrundinstituts

VORWORT DES HERAUSGEBERS

Durch die wissenschaftliche Arbeit meines Amtsvorgängers auf dem Gebiete der Bodenmechanik, Herrn Professor Dr.-Ing. Dr. *és. sc. h.c.* Tölkes, ist die Erforschung von Konsolidationsproblemen zu einem Schwerpunkt der wissenschaftlichen Arbeit an der Universität Stuttgart geworden und wird in dem seit 1970 bestehenden Institut für Grundbau und Bodenmechanik weiter gepflegt, und zwar unter der Leitung von Herrn Privatdozent Dr.-Ing. Gußmann.

So war die erste Mitteilung der hier weitergeführten Reihe von Institutsveröffentlichungen der Dissertation von B. Thamm über den Anfangszustand des Konstanzer Seetons gewidmet (1974). Seinerzeit beschränkten sich die Untersuchungen auf Laborversuche am Dreiaxialgerät. Am gleichen Material Seeton, aber *in situ*, hat G. Ulrich anschließend Lastplattenversuche in Verbindung mit Porenwasserdruckmessungen sowohl kraft- wie weggesteuert ausgeführt und sie analytisch ausgewertet. Diese in der praktischen Handhabung nicht ganz einfache Untersuchungsmethode führt bei weggesteuerten Versuchen zu wichtigen neuen Auswertungsmöglichkeiten bei der Bestimmung von Zeitsetzungskennwerten, insbesondere zu einem konstanten Endwert des Porenwasserüberdrucks bei hinreichend großen Verschiebungen der Platte.

Die von Ulrich verwendete viskoelastische Deutung ist nicht nur bei Lastplattenversuchen zweckmäßig, sondern auch beim eindimensionalen Konsolidationsversuch. Daher wurde ein zweiter, kurzer Beitrag von Gußmann mit aufgenommen, in dem sich deutlich die Verkürzung der Konsolidationszeit bei einem berichtigten Modellgesetz der Zeitsetzung erweist, so daß man nicht unbedingt jede in der Natur beobachtete Verkürzung im Vergleich zum quadratischen Modellgesetz nach Hooke/Darcy auf eine Anisotropie des Bodens zurückführen muß.

Smoltczyk

EDITOR'S PREFACE

Consolidation research has been a major concern of our soil mechanics institute in Stuttgart since the time when Prof. Dr.-Ing. Dr. *és. sc. h.c.* Tölke had the chair of soil mechanics and made this topic a special object of his scientific work. The new institute of both soil mechanics and foundation engineering established in 1970 continued these efforts, guided by Dr.-Ing. Gußmann, junior lecturer of soil mechanics.

Thus the first publication of this series dealt with the initial state of saturated soft lacustrine clay (THAMM 1974). Tests at that time were limited to triaxial investigations in the laboratory. Ulrich, afterwards, extended testing the same type of clay by *in situ* plate loading tests combined with piezometer measurements. Tests were run both stress and strain controlled. Although this extended type of plate loading needs special precautions at practical use, its strain controlled type presents an important applicability in determining the coefficient of consolidation *in situ* since it yields to a constant pore pressure overhead at the stage of larger plate settling. This can as well be shown to result from analysis, especially in using a viscoelastic approach. The same approach may be used for one-dimensional consolidation tests.

We, therefore, added a short paper by GUSSMANN, which explains the settlement time reduction compared to results of the conventional Terzaghi one-dimensional consolidation theory based on Hooke/Darcy. Worthwhile to note, it may primarily be the viscoelastic nature of soil rather than an anisotropy effect which shortens time settling in the field if compared to conventional analysis.

Smoltczyk

INHALT

| | | |
|--|--|-------|
| ULRICH: Verschiebungs- und kraftgesteuerte Plattendruck- | | |
| versuche auf konsolidierenden Böden | | Seite |
| | Schrifttum | 4 |
| | Bezeichnungen | 8 |
| | Einleitung | 12 |
| | Problemstellung | 12 |
| A | Plattendruckversuche in situ mit Porenwasserdruck- | |
| | messung | 17 |
| | A1 Beschreibung des untersuchten Voralpenseetons | 18 |
| | A2 Versuchstechnik | 20 |
| | A3 Versuchseinrichtung | 21 |
| | A3.1 Belastungseinrichtung | 23 |
| | A3.2 Porenwasserdruckmeßsystem | 26 |
| | A4 Versuchsdurchführung | 32 |
| | A5 Versuchsergebnisse | 37 |
| | A5.1 Verschiebungsgesteuerte Versuche | 37 |
| | A5.2 Kraftgesteuerte Versuche | 42 |
| B | Die Theorie des verschiebungsgesteuerten Plattendruck- | |
| | versuchs | 47 |
| | B1 Randbedingungen | 47 |
| | B2 Ableitung der Lösung für die schlaffe Lastplatte | 50 |
| | B2.1 Viskoelastisches Korngerüstverhalten (Zener-Modell) | 50 |
| | B2.2 Linearelastisches Korngerüstverhalten | 56 |
| | B2.3 Praktische Auswertung der Lösungen | 60 |
| C | Aufbereitung der theoretischen Lösung für kraftgesteu- | |
| | erten Plattendruckversuch | 61 |
| | C1 Viskoelastisches Korngerüstverhalten | 62 |
| | C2 Linearelastisches Korngerüstverhalten | 65 |
| | C3 Praktische Auswertung der Lösungen | 67 |
| D | Bestimmung von Stoffparametern für den gewählten | |
| | Voralpenseeton | 69 |
| | D1 Verschiebungsgesteuerte Versuche | 69 |
| | D2 Kraftgesteuerte Versuche | 79 |
| | Zusammenfassung, Folgerungen für die Praxis | 84 |

| | | | |
|---|-----------------|---|----|
| E | Anhang | 87 | |
| | Anlagen E1.1-17 | Versuchsspuren | - |
| | Anlagen E2.1-14 | Verschiebungsgesteuerte Plattendruck- versuche | 88 |
| | Anlagen E3.1-30 | Kraftgesteuerte Plattendruckversuche | - |
| | Anlage E4.1 | Theoretische Ableitungen | 91 |
| | Anlagen E5 | Numerische Inversionsprogramme | - |

Der vorliegende Anhang wurde auf die Anlagen E 2.1, 5, 10 und E 4.1 beschränkt. Der vollständige Anhang liegt als Beiheft vor.

GUSSMANN: Zum Modellgesetz der Konsolidation

| | |
|--|------|
| Zusammenfassung | 93 |
| Eindimensionale Konsolidation beim Kelvin-Modell | 94 |
| Das Modellgesetz | 95 |
| Die Bestimmung der Modellparameter | 98 |
| Beispiel (theoretisch) | 99 |
| Ausblick | 101. |

SCHRIFTTUM

Konsolidierungsprobleme mit elastischem Korngerüst

- [1] Biot, M.A.: Le problème de la Consolidation des Matières argileuses sous une charge
Ann.Soc.Sci. Bruxelles B 55 (1935), S. 110-113
- [2] Biot, M.A.: General Theory of Three-Dimensional Consolidation
J.Appl.Phys. 12(1941), S. 155-164
- [3] Biot, M.A.: Theory of Elasticity and Consolidation for a Porous Anisotropic Solid
J.Appl.Phys. 26(1955), S.182-185
- [4] Cryer, C.W.: A Comparison of the Three-Dimensional Consolidation Theories of Biot and Terzaghi
Quart.J.Appl.Math. 16(1963), S.401-412
- [5] Gibson, R.E., R.L. Schiffmann and S.L. Pu: Plane Strain and Axially Symmetric Consolidation of a Clay Layer on a smooth Impervious Base
Quart.J.Mech.Appl.Math. 23 (1970), S. 505-520
- [6] Gussmann, P.: Verschiebungsgesteuerte Konsolidierungsprobleme
Acta Mechanica (1979), Springer Verlag Wien, New York,
im Druck befindl.
- [7] Heinrich, G. und K. Desoyer: Hydromechanische Grundlagen für die Behandlung von stationären und instationären Grundwasserströmungen
Ing.Archiv 23 (1955),S.73-84
- [8] Heinrich, G. und K. Desoyer: Hydromechanische Grundlagen für die Behandlung von stationären und instationären Grundwasserströmungen, 2. Mitteilung
Ing.Archiv 24 (1956),S.81-84
- [9] Heinrich, G. und K. Desoyer: Theorie dreidimensionaler Setzungs Vorgänge in Tonschichten
Ing.Archiv 30 (1961),S.225-253
- [10] Josselin de Jong, G.de: Application of Stress Functions to Consolidation Problems
4. JCSMFE London 1957, 1, S.320-323
- [11] McNamee, J. and R.E. Gibson: Plane Strain and Axially Symmetric Problems of the Consolidation of a Semi-Infinite Clay Stratum
Quart.J.Mech.Appl.Math. 13 (1960), S. 210-227
- [12] Rendulic, L.: Porenziffer und Porenwasserdruck in Tonen
Der Bauingenieur 17 (1936), S.559-564
- [13] Schiffmann, R.L., A.T.F. Chen and R.C. Jordan: An Analysis of Consolidation Theories
J.Soil Mech.Found.Div. ASCE 95 (1969), S.285-312
- [14] Smoltczyk, U. und P. Gussmann: Berechnung von Zeitsetzungen
Grundbautaschenbuch Bd.1, 3. Auflage 1979
Verlag von Wilhelm Ernst und Sohn, Berlin/München/Düsseldorf

- [15] Terzaghi, K.: Die Berechnung der Durchlässigkeitsziffer des Tones aus dem Verlauf der hydrodynamischen Spannungserscheinungen.
Ak.Wiss. Wien, Sitzungsber.Math.Nat.wiss. Kl. Part. 2a, Vol. 132 (1923), S. 125-138

Konsolidierungsprobleme mit viskoelastischem Korngerüst

- [16] Biot, M.A.: Theory of Deformation of a Porous Viscoelastic Anisotropic Solid
J.Appl.Phys. 27 (1956), S.459-467
- [17] Freudenthal, A.M. and W.R. Spillers: Solutions for the Infinite Layer and the Half-Space for Quasi-Static Consolidating Elastic and Viscoelastic Media
J.Appl.Phys. 33 (1962), S.2661-2668
- [18] Freudenthal, A.M. and W.R. Spillers: On the Consolidating Viscoelastic Layer under Quasi-Static Loading
IUTAM Symposium Grenoble 1964 "Rheology and Soil Mechanics"
Springer Berlin/Heidelberg/New York 1966, S.196-202
- [19] Garbsch, T.: Räumliche Konsolidation bei Zugrundelegung eines viskoelastischen Korngerüsts
Diss. 1973, Universität Stuttgart
- [20] Gaszýnski, J.: On a Certain Solution of Dual Integral Equations and its Application to Contact Problems of Consolidation
Arch.Mech.Stos. 28,1,(1976), S.75-88
- [21] Lechowicz, B. and G. Szefer: Consolidation of a Viscoelastic Semi-Space in the Plane State of Strain
Arch.Mech.Stos. 25,5,(1973), S.733-744
- [22] Lechowicz, B. and G. Szefer: Consolidation of a Viscoelastic Half-Space in a Plane State of Strain. Applications
Bulletin de l'Academie Polonaise des Sciences Vol.XXI, (1973), 12.
- [23] Schiffmann, R.L., C.C. Ladd and A.T.F. Chen: The Secondary Consolidation of Clay
IUTAM Symposium Grenoble 1964 "Rheology and Soil Mechanics"
Springer Berlin/Heidelberg/New York 1966, S.273-304
- [24] Szefer, G. and Gaszýnski, J.: Axisymmetric Punch Problem under Conditions of Consolidation
Arch.Mech.Stos. 27,3, (1975), S.497-515
- [25] Tan Tjong-Kie: Consolidation and Secondary Time Effect of Homogeneous, Anisotropic, Saturated Clay Strata
Proc. 5.JCSMFE Paris 1961,1, S.367-373

Theorie der Viskoelastizität

- [26] Bland, D.R.: The Theory of Linear Viscoelasticity
Pergamon Press Oxford/London/New York/Paris 1960
- [27] Bufler, H. und H. Mertens: Berechnung einer viskoelastischen Klebeverbindung
Z.Ang.Math.Mech. 49 (1969) S. 427-440

- [28] Freudenthal, A.M. and H. Geiringer: The Mathematical Theory of the Inelastic Continuum
Handbuch der Physik, Band VI, S.269-272
Springer Berlin/Göttingen/Heidelberg 1958
- [29] Fung, Y.C.: Foundations of Solid Mechanics
Prentice Hall, Inc., Englewood Cliff, New Jersey, S.20-25
und S.412-421
- [30] Reiner, M.: Advanced Rheology. Lewis, London 1971, S.179-180

Integraltransformationen, Funktionentheorie, Integraltafeln

- [31] Abramowitz, M. and I.A. Stegun: Handbook of Mathematical Functions
Dover Publications, Inc., New York
- [32] Doetsch, G.: Einführung in Theorie und Anwendung der Laplace-Transformation
Verlag Birkhäuser Basel/Stuttgart 1958
- [33] Doetsch, G.: Anleitung zum praktischen Gebrauch der Laplace-Transformation
R. Oldenbourg München 1961
- [34] Dreszer, J.: Mathematik Handbuch
Verlag Harri Deutsch Zürich/Frankfurt a.M./Thun
- [35] Dubner, H. and J. Abate: Numerical Inversion of Laplace-Transforms by Relating Them to the Finite Fourier Cosine Transform
J.Ass.Comp.Mech. 15 (1968), S.115-123
- [36] Gradshteyn, I.S. and Ryzhik, I.W.: Table of Integrals, Series and Products
Academic Press New York, San Francisco, London 1965
- [37] Luikov, A.V.: Analytical Heat Diffusion Theory
Academic Press New York and London 1968
- [38] Papoulis, A.: A New Method of Inversion of the Laplace Transform
Quart.Appl.Math. 14 (1956), S.405-414
- [39] Sneddon, Ian.N.: Spezielle Funktionen der Mathematischen Physik.
Formelsammlung II
Hochschultaschenbücher Bd. 54
- [40] Tölke, F.: Praktische Funktionenlehre, Bd.
Springer Berlin/Heidelberg/New York 1966

Porenwasserdruckmeßtechnik

- [41] Brendlin, H.: Betrachtungen zur Trägheit der Messeinrichtungen bei Porenwasserdruckmessungen
Mitt.Inst.Felsmech.u.Bodenmech.Univ. Karlsruhe Nr.16 (1965)
- [42] Josselin de Jong, G.de: Consolidation Around Pore Pressure Meters
Journal of Applied Physics, Vol.24,7 (1953), S. 922-928
- [43] Gibson, R.E.: An Analysis of System Flexibility and its Effect on Time Lag in Pore Water Pressure Measurements
Géotechnique 13 (1963), S.1-11

- |44| Malyschew, M.W.: Berechnung des Porenwasserdrucks in Schüttungen aus Böden, deren Poren Wasser und Luft enthalten
Die Bautechnik 43 (1966), S. 201
- |45| Penman, A.D.M.: A Study of the Response Time of Various Types of Piezometer
Pore Pressure and Suction in Soils, Butterworths, London, S.53
- |46| Rappert, J.: Fehlerquellen bei der Messung des Porenwasserdrucks
Diss., TH Darmstadt D17, 1969

Plattendruckversuche auf Tonböden

- |47| Marsland, A.: Clays Subjected to in situ Plate Tests
Ground Engng. 5 (1972), S.24-31
- |48| Schultze, E. und H. Muhs: Bodenuntersuchungen für Ingenieurbauten
Springer Berlin/Heidelberg/New York 1967, S.249-254
- |49| Schwab, E.F.: Bearing Capacity, Strength and Deformation Behaviour of Soft Organic Sulphide Soils
Diss. TH Stockholm 1976

Experimentelle Untersuchungen an Tonböden

- |50| Bjerrum, L.: Seventh Rankine Lecture
Géotechnique 17 (1967) S.83-118
- |51| Smoltczyk, U., P. Gussmann und G. Ulrich: Sekundärsetzungsverhalten eines Voralpenseetones
Forschungsbericht der DFG 1979

Bodenmechanische Untersuchungen

- |52| Goodman, R.E., et al.: Measurement of Rock Deformability in Boreholes
Proc.10.Symp.Rock Mechanics, Univ.of Texas, Austin, 1968
- |53| Lambe, T.W. and R.V. Whitman: Soil Mechanics
John Wiley & Sons, Inc.New York/London/Sydney/Toronto, 1969
S.241-251
- |54| Ménard, L.: Calcul de la Force Portante des Fondations sur la Base des Resultats Essais Pressiometriques
Sols-Soils 5 (1963) S.9-24
- |55| Smoltczyk, U. und H. Seeger: Lateral Deformation Testing in Keuper Marl Boreholes
Int.Symp.: The Geotechnics of Structurally Complex Formations.
Vol.I, S.443-447
- |56| Thamm, B.R.: Berechnung von Anfangsporenwasserdrücken und Anfangssetzungen wassergesättigter, bindiger Böden.
Diss. 1974, Univ. Stuttgart

BEZEICHNUNGEN

Bodenmechanische Kenngrössen

| | | |
|---|-----------------|--|
| $E_s = \frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}$ | kN/m^2 | Steifemodul |
| c' | kN/m^2 | Kohäsion des drainierten Bodens |
| ϕ' | Grad | Innerer Reibungswinkel des drainierten Bodens |
| c_u | kN/m^2 | Kohäsion des undrainierten Bodens |
| $\kappa = \frac{\gamma_w}{k \cdot E_s}$ | s/m^2 | Konsolidierungsbeiwert für linearelastisches Korngerüst ($\kappa = 1/c_v$, c_v Konsolidierungsbeiwert nach [14]) |
| $a^* = \frac{\eta}{\bar{c}} \cdot \frac{1}{\kappa}$ | m^2 | Konsolidierungsbeiwert für viskoelastisches Korngerüst |
| w_n | - | natürlicher Wassergehalt des Bodens |
| w_L | - | Fliessgrenze |
| w_P | - | Ausrollgrenze |
| I_P | - | Plastizitätszahl |
| I_C | - | Konsistenzzahl |
| I_A | - | Aktivitätszahl |
| n | - | Porenanteil |
| S_r | - | Sättigungszahl |

Stoffkonstanten

| | | |
|---------------------|------------------|---|
| E | kN/m^2 | Elastizitätsmodul |
| ν | - | Querdehnzahl |
| k | m/s | Durchlässigkeitsbeiwert |
| \bar{c}, \bar{c}' | kN/m^2 | Steifigkeiten im Zener-Modell, $\xi = \frac{\bar{c}}{\bar{c}'}$ |
| η | kNs/m^2 | Dämpfungskonstante im Zener-Modell |
| γ_w | kN/m^3 | Wichte des Wassers |
| γ_s | kN/m^3 | Kornwichte |
| γ_r | kN/m^3 | Wichte des wassergesättigten Bodens |

Koordinaten

| | | |
|--------------------------------|---|---|
| r, φ, z | | Polarkoordinaten |
| t | s | Zeit |
| $t^* = \frac{t}{b^2 \kappa}$ | - | dimensionslose Zeit, linearelastisches Korngerüst |
| $t^* = \frac{\bar{c}}{\eta} t$ | - | dimensionslose Zeit, viskoelastisches Korngerüst |

Feldgrößen

| | | |
|--|-----------------|--|
| $\sigma_{i,j}$ | kN/m^2 | Spannungskomponenten ($i, j = x, y, z$) |
| $\epsilon_{i,j}$ | - | Verzerrungskomponenten |
| u_x, u_y, u_z | m | Verschiebungskomponenten des Korngerüsts |
| p | kN/m^2 | Porenwasserüberdruck |
| h | m | hydraulische Porenwasserüberdruckhöhe |
| $\epsilon = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}$ | - | volumetrische Dehnung |
| v_i | m/s | Komponenten der Filtergeschwindigkeit des Porenwassers ($i = x, y, z$) |

Bezeichnungen bei den Integraltransformationen

| | | |
|--------------|----------|--|
| $L []$ | Laplace- | } Transformation |
| $H []$ | Hankel- | |
| $L^{-1} []$ | inverse | [Laplace- Hankel-] Transformation |
| $H^{-1} []$ | | |

| | |
|-------------------------------|--|
| $\tilde{f}(r, s)$ | Laplace-transformierte Grösse |
| $\bar{f}(\lambda, t)$ | Hankel-transformierte Grösse |
| $\tilde{\bar{f}}(\lambda, s)$ | Hankel- und Laplace-transformierte Grösse |
| s | komplexer Parameter der Laplace-Transformation |
| λ | reeller Parameter der Hankel-Transformation |

Hankel-Transformation nullter Ordnung

$$\bar{f}(\lambda) = \int_0^{\infty} r f(r) \cdot J_0(r\lambda) \, dr = H_0[f(r)]$$

Inverse Hankel-Transformation

$$f(r) = H_0^{-1}[\bar{f}(\lambda)] = \int_0^{\infty} \lambda \bar{f}(\lambda) \cdot J_0(r\lambda) \, d\lambda$$

Laplace-Transformation

$$\tilde{f}(s) = \int_0^{\infty} f(t) \cdot e^{-st} \, dt = L[f(t)]$$

Inverse Laplace-Transformation

$$f(t) = L^{-1}[\tilde{f}(s)] = \frac{1}{2\pi} \int_{s=\xi-i\infty}^{\xi+i\infty} \tilde{f}(s) \cdot e^{st} \, ds$$

Operatoren

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} e_x + \frac{\partial}{\partial y} e_y + \frac{\partial}{\partial z} e_z \quad \text{Nablaoperator}$$

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial r} e_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} e_\varphi + \frac{\partial}{\partial z} e_z$$

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad \text{Laplacescher Operator}$$

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

Vereinbarungen

$$\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \quad \text{Partielle Ableitungen nach den Ortskoordinaten}$$

$$\hat{\partial} = \frac{\partial}{\partial t} \quad 1/s \quad \text{Partielle Ableitung nach der Zeit}$$

$$e_r, e_\varphi, e_z \quad \text{Einheitsvektoren}$$

Abmessungen

| | | |
|-----|-------|---------------------------------------|
| F | m^2 | Belastungsfläche, $F = \pi \cdot b^2$ |
| b | m | Radius der Lastplatte |

Sonstige Bezeichnungen

| | | | |
|-----------------------------|----------|--|---|
| $\sigma_0 = D/F$ | kN/m^2 | Normalspannung an der Oberfläche ($z=0$), Sohlnormalspannung | |
| σ | kN/m^2 | Kugelanteil des Spannungstensors | |
| $\bar{\sigma} = \sigma + p$ | kN/m^2 | Totale Normalspannung | |
| w | m | mittlere Setzung bzw. vertikale Verschiebung der Lastplatte | |
| w_0 | m | mittlere Sofortsetzung | |
| w_∞ | m | mittlere Endsetzung | } an der betrachteten Stelle ist der Porenwasserüberdruck = 0 |
| w_t | m | mittlere Zeitsetzung, Maximalwert | |
| v | m/s | Geschwindigkeit der Lastplatte | |
| D | kN | Druckkraft auf die Lastplatte | |
| $A = \frac{p}{\sigma_0}$ | - | normierter Porenwasserüberdruck | |
| p' | cm WS | Porenwasserdruck, Meßwert | |
| p_0 | cm WS | Meßwert des Porenwasserdrucks vor Beginn der Belastung $p = p' - p_0$ | |

Weitere Bezeichnungen sind im Text erläutert.

EINLEITUNG

Wirtschaftliche Notwendigkeiten und umweltplanende Entschlüsse zwingen heute immer häufiger, auch schlechten Baugrund zu nutzen. So stellt beispielsweise im süddeutschen Raum der Voralpenseeton vielerorts einen äußerst nachgiebigen Baugrund dar, dessen Bebauung die genaue Kenntnis seiner Materialeigenschaften voraussetzt.

Die Aussagekraft der bodenmechanischen Laborversuche hängt bei bindigen Bodenproben, deren Konsistenz als weich bis breiig anzusprechen ist, sehr stark von der Entnahmegüte ab. Dem heutigen Stand der Technik entsprechend, muß bei der Entnahme einer ungestörten Bodenprobe der Bohrkern durch eine Dreh- oder Ziehbewegung von der Bohrlochsohle abgetrennt werden. Es zeigte sich im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Felduntersuchungen, daß bei diesem Vorgang eine weiche Tonprobe sehr stark tordiert und gelängt wird. Gefüge- und Wassergehaltsveränderungen und die hierbei entstehenden Porenwasserüber- bzw. unterdrücke sind die Folge der mechanischen Beanspruchung; die Bodenprobe muß als stark gestört bezeichnet werden.

Als Ergänzung zu den im bodenmechanischen Laboratorium ausgeführten Klassifizierungs- und Festigkeitsuntersuchungen werden daher in zunehmendem Maße auch bodenmechanische Feldversuche angewendet. Der Vorteil des Feldversuchs besteht neben seinen realistischen Versuchsbedingungen hauptsächlich darin, daß das betreffende Bodenmaterial an Ort und Stelle, d.h. ohne die erwähnten Entnahmestörungen, untersucht werden kann. Weiche Tonböden sind außerdem des öfteren als sensitiv zu bezeichnen, d.h. ihre Festigkeit im ungestörten Zustand ist verschieden von der Festigkeit nach der Probenentnahme.

So gehört z.B. die Flügelsondierung seit langem zum standardisierten Repertoire der Baugrunderkundung. Daneben werden auch andere Techniken wie die Bohrlochaufweitung mittels einer eingeführten Sonde |52,54,55| zunehmend eingesetzt.

Eine andere Möglichkeit, bodenmechanische Felddruckversuche zu betreiben, bietet der herkömmliche Plattendruckversuch nach DIN 18 134, dessen Anwendung auf bindigen Böden zunächst auf steife bis feste Konsistenzen beschränkt ist.

Die infolge ihrer nacheiszeitlichen Entstehung oberflächennah gelagerten weichen bis breiigen Tone lassen jedoch eine Untersuchung mit dem Plattendruckgerät durchaus praktikabel erscheinen, zumal die Entnahme tatsächlich ungestörter Bodenproben die Öffnung einer Schürfgrube bedingt.

PROBLEMSTELLUNG

Bei der Ausführung des herkömmlichen, kraftgesteuerten Plattendruckversuchs nach DIN 18 134 wird eine kreisrunde Stahlplatte stufenweise be- und entlastet

und die Setzung der Platte gemessen. Als Kriterium für eine Laständerung dient die Setzungsgeschwindigkeit, die unter $0,02 \text{ mm/min}$ liegen muß. Die Gesamtbelastung ist in mindestens 6 Laststufen aufzubringen.

Der Einsatz dieses Versuchsablaufs auf langsam konsolidierenden Böden nimmt sehr lange Versuchszeiten in Anspruch. Die durchschnittliche Konsolidierungszeit der im Rahmen dieser Arbeit ausgeführten Versuche betrug pro Laststufe ca. 37 Stunden. Ein nach den bisherigen Regeln betriebener Belastungszyklus würde somit 9 Tage in Anspruch nehmen.

Als Alternative zu dem langsamen, kraftgesteuerten Plattendruckversuch wurde daher in dieser Arbeit der verschiebungsgesteuerte Plattendruckversuch entwickelt. Hierbei wird der Lastplatte eine konstante Setzungsgeschwindigkeit $v = dw/dt$ aufgezwungen und die hierzu notwendige Kraft gemessen. Die Versuchszeit läßt sich damit entsprechend der gewählten Geschwindigkeit auf etwa 5 Stunden reduzieren.

Die Zeitsetzungslinie und der Porenwasserdruckverlauf eines im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Plattendruckversuchs mit konstanter Belastung ist in Bild 2.1 dargestellt. Unter Vernachlässigung des Anteils der Sekundärsetzung [14] kann als Kriterium für eine Laständerung nur das Ende der Konsolidationssetzung, das durch den vollständigen Abbau des Porenwasserüberdrucks gekennzeichnet ist, gelten. Es wird daher der Porenwasserdruck als weitere Meßgröße eingeführt.

Das Ziel der Arbeit besteht darin, den verschiebungs- und kraftgesteuerten Plattendruckversuch auf weichen Tonböden zu erproben und die Versuchsergebnisse zur Bestimmung von Materialparametern zu nutzen. Die Arbeit gliedert sich somit in vier Abschnitte:

- A. Im experimentellen Teil A ist die Durchführung von zwei Versuchsreihen mit verschiebungs- u. kraftgesteuerten Plattendruckversuchen vorgesehen, wobei zunächst eine praktikable Verschiebungssteuerung entwickelt und die gesamte Versuchseinrichtung für Langzeitbelastungen entsprechend den Feldbedingungen ausgelegt wird. Besonderer Wert wird hierbei auf die Messung der Setzung und des Porenwasserüberdrucks unmittelbar nach Aufbringen einer Laststufe zum Zeitpunkt $t = 0+$ gelegt.
- B. Im theoretischen Teil B werden die Ausgangsgleichungen mit den Rand- und Anfangsbedingungen des verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuchs formuliert. Die Analyse des Problems geschieht auf der Grundlage der Konsolidationstheorie, wie sie von Heinrich und Desoyer [9] und von Garbsch [19] betrieben wurde. Hierbei werden der Fall der starren und der schlaffen Lastplatte untersucht. Zur Lösung des Problems der schlaffen Lastplatte werden

Integraltransformationen eingesetzt.

Für das Korngerüst wird ein viskoelastisches Verhalten nach der Art des Zener-Modells für die Beziehung zwischen Spannungs- und Verzerrungsdeviator eingeführt.

Mit der Wahl dieses rheologischen Modells kann durch Grenzübergänge auch der Fall des rein elastischen Korngerüsts vergleichend mitbehandelt werden. Der Kompressionsmodul des Korngerüsts bleibt konstant.

- C. Die Analyse des kraftgesteuerten Plattendruckversuchs soll ebenfalls mit beiden Stoffmodellvarianten (viskoelastisches und linearelastisches Modell) auf der Grundlage der Konsolidationstheorie erfolgen. Während im verschiebungsgesteuerten Fall die Lösung der Aufgabe anhand der problemorientierten Randbedingungen entwickelt werden muß, kann die linearelastische Variante des kraftgesteuerten Plattendruckversuchs mit den Lösungen von Heinrich und Desoyer [9] behandelt werden. Bei der viskoelastischen Stoffvariante kann auf die Lösung von Garbsch [19] für die schlaffe Lastfläche zurückgegriffen werden.
- D. Im letzten Teil D werden die den gewählten Stoffgesetzen zugrunde liegenden Materialparameter aus den Versuchsergebnissen mit Hilfe der in Teil B und C gefundenen Lösungen ermittelt. Schließlich soll die Brauchbarkeit der theoretischen Lösungsansätze untersucht werden.

Als Bodenmaterial wurde ein holozäner, lacustriner Voralpenseeton im Raum westlich von Konstanz, s. Bild 2.2, gewählt, der infolge seiner postglazialen Entstehung normalkonsolidiert, d.h. nicht vorbelastet ist. Die Konsistenz dieses Bodens liegt zwischen weich und breiig.

Erfahrungsgemäß liegt das Problem bei Gründungen auf weichen, bindigen Böden in erster Linie bei der Berechnung der zu erwartenden Setzungen. Die Frage des Grundbruchs wird daher in dieser Arbeit zunächst ausgekoppelt und die Untersuchung auf die Ermittlung der in der Konsolidationstheorie maßgeblichen Materialparameter konzentriert.

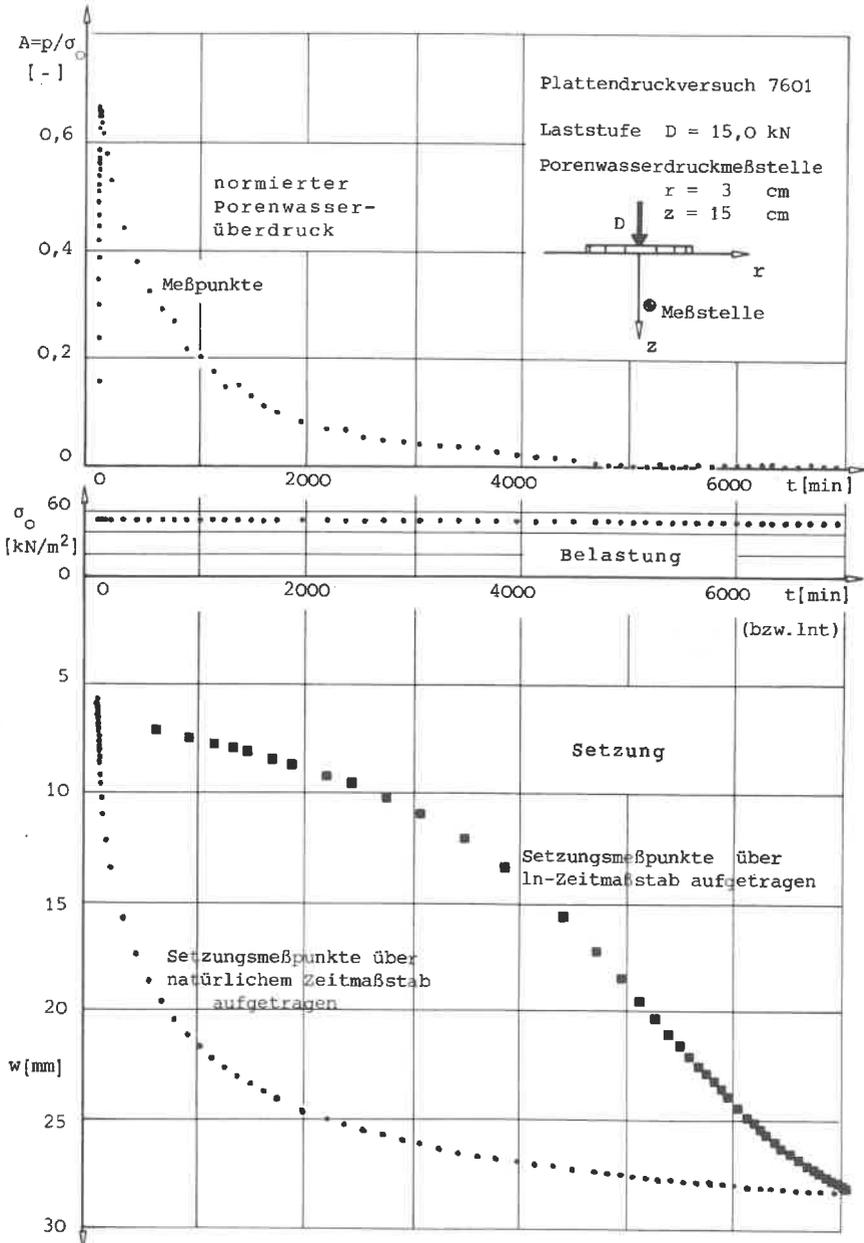


Bild 2.1: Kraftgesteuerter Plattendruckversuch mit Porenwasserdruckmessung

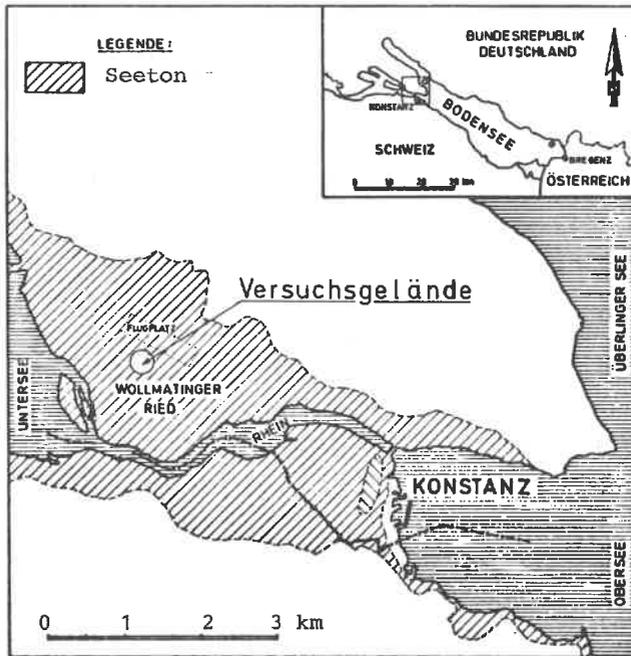


Bild 2.2: Übersichtskarte mit Freigelände für die Plattendruckversuche

A PLATTENDRUCKVERSUCHE IN SITU MIT PORENWASSERDRUCKMESSUNG

Als Versuchsgelände wurde ein ebenes Gelände am Rande des Wollmatinger Rieds westlich von Konstanz (Bodensee) ausgewählt. Die Plattendruckversuche wurden in zwei Versuchsserien in den Jahren 1975 und 1976 an zwei etwa 100 m voneinander entfernt liegenden Stellen ausgeführt. Analog hierzu wurden die Kennzeichnungen 75 und 76 für die Versuche und die unterschiedlichen Tone gewählt. Das Bodenprofil wurde mit einer Rammkernbohrung nach DIN 4021 erkundet und hatte folgenden Schichtenaufbau:

| | |
|-------------------------------|------------------------------------|
| 0 - 0,4 (1,2) m unter Gelände | Schneckensand, locker gelagert |
| 0,4 - 17,0 m " " | Seeton, breiige Konsistenz |
| 17,0 - 19,0 m " " | Geschiebemergel kiesig-toniger Art |

Die Tiefenangaben in Klammern gelten für das Versuchsgelände 76. Der natürliche Wasserspiegel lag 0,1 (1,0) m unter Gelände, der Seeton befand sich zumindest während der Versuchszeit ständig unter Wasser.

Als Seeton wird im Bodenseeraum ein geologisch nichtvorbelasteter (normalkonsolidierter), bindiger Boden bezeichnet, der während der letzten Abschmelzperiode des Gletschers im Holozän entstanden ist. Seine Kornzusammensetzung besteht gemäß Bild A1 aus etwa 55 % Ton und 45 % Schluff

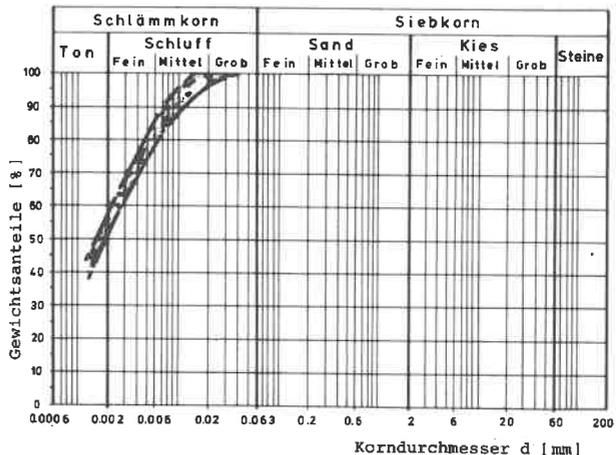


Bild A1: Kornverteilungsband der Seetone 75 und 76

Der Seeton enthält im Gegensatz zum Bändernton keine Bänderung, d.h. horizontal liegende Feinsandschichten, deren Dicke Bruchteile von Millimeter beträgt. Das hier anstehende Bodenmaterial erfüllt weitgehend die von theoretischer Seite gestellten Anforderungen wie Homogenität, Wassersättigung, halbraumförmige Ausbreitung. In Bild A2 ist eine aufgeschnittene Seetonprobe mit

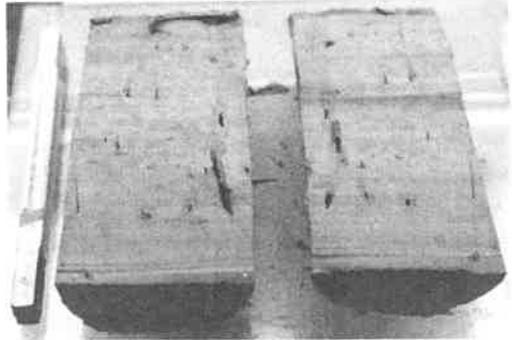


Bild A2: Aufgeschnittene Seetonprobe

Schilffresten aus einer Tiefe von 1,30 m unter Gelände zu sehen.

A1 Beschreibung des untersuchten Voralpenseetones

In der Tabelle A1 sind die wichtigsten bodenmechanischen Kenngrößen der in den Versuchsserien 75 und 76 angetroffenen Seetone, die auch von Thamm [56] untersucht wurden, zusammengestellt.

| | | Versuchsgelände 75 | Versuchsgelände 76 |
|--|-------------------|----------------------------------|---------------------------------|
| natürlicher Wassergehalt | % | 47,3 - 55,5 | 37,1 - 41,2 |
| Fließgrenze | % | 44,6 | 43,7 |
| Ausrollgrenze | % | 20,3 | 19,0 |
| Plastizität | % | 24,3 | 24,7 |
| Konsistenz | - | flüssig | breiig |
| Wasseraufnahmevermögen | % | 88,8 | - |
| Kalkgehalt | % | 33,3 | 30,5 |
| Organgehalt | % | 3,5 | 2,4 |
| Feuchtraumgewicht | kN/m ³ | 17,9 | 18,7 |
| Korndichte | kN/m ³ | - | 27,6 |
| Scherparameter aus D-Ver- such (dränierter Triax) | kN/m ² | $\phi' = 22,8^\circ$ $c' = 7$ | $\phi' = 20^\circ$ $c' = 14$ |
| Scherparameter aus CU-Ver- such (konsolidierter, un- dränkter Triax) | kN/m ² | $\phi' = 26^\circ$ $c' = 7$ | $\phi' = 21^\circ$ $c' = 10$ |

Tabelle A1: Bodenkennwerte des untersuchten Seetons

Scherparameter aus UU-Ver-
such (unkonsolidierter, un-
dränkter Triax)

$$\text{kN/m}^2$$

$$\phi_u = 0^\circ$$

$$\phi_u = 0^\circ$$

$$c_u = 5,8$$

Tabelle A1, Fortsetzung

Der Seeton im Versuchsgelände 76 hat etwa 0,8 m mehr Sandüberdeckung als der Seeton 75. Dies drückt sich sehr klar im Unterschied von i.M. 12 % des natürlichen Wassergehalts aus. Der Seeton 76 hat unter einer höheren Auflast konsolidiert und muß daher eine größere Tragfähigkeit besitzen als der Seeton 75. Ein Vergleich der verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuche 7503 und 7605 in Bild A3 bestätigt diesen Sachverhalt. Der Unterschied in der maximal erreichbaren Sohlspannung $\sigma_o = D/F$ beträgt $\Delta\sigma_o = 73-42 = 31 \text{ kN/m}^2$ oder 42,5 %. Bei der verwendeten Lastplatte mit Durchmesser 60 cm entspricht dies einem Druckkraftunterschied $\Delta D = 8,77 \text{ kN}$.

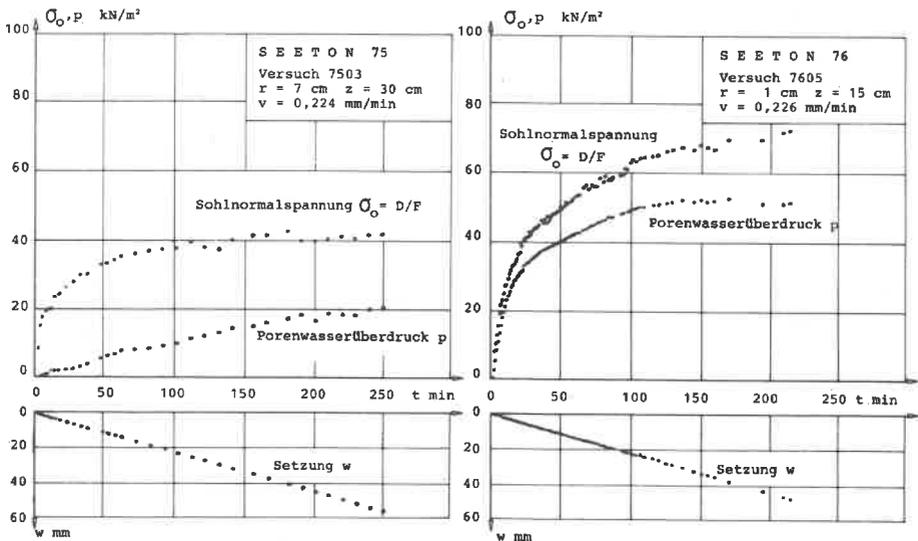


Bild A3: Verschiebungsgesteuerte Plattendruckversuche 7503 und 7605, Vergleich der maximalen Sohlspannungen σ_o , Vorschubgeschwindigkeit der Lastplatte $v = 0,224$ bzw. $0,226 \text{ mm/min}$, Porenwasserdruckmeßstellen $r = 7$ bzw. 1 cm , $z = 30$ bzw. 15 cm .

Dementsprechend zeigen sich bei der Ermittlung der Verformungsmoduli und der Durchlässigkeit im Abschnitt D deutliche Unterschiede.

Die Konsistenz der beiden Seetone ist als flüssig (75) und breiig (76) zu bezeichnen. Damit liegen tatsächlich sehr nachgiebige Böden vor, für die eine Untersuchung mit dem Plattendruckgerät nach den Richtlinien der DIN 18 134 nicht vorgesehen ist.

Die Plastizität der Böden ist nicht sehr hoch entsprechend dem hohen Schluffgehalt von 45 %. Auffallend ist ferner der hohe Kalkgehalt von 32 %.

Die Scherparameter sind an dieser Stelle der Vollständigkeit einer bodenmechanischen Beschreibung wegen angeführt. Eine Nachrechnung der Grundbruchlast sollte im Rahmen dieser Arbeit nicht erfolgen.

A2 Versuchstechnik

Das Meßprogramm sah die Messung von Porenwasserdrücken an verschiedenen Stellen unter der Lastplatte, der Druckkraft und der Setzung vor. Die verschiebungsgesteuerten Versuche sollten mit Setzungsgeschwindigkeiten $v = 0,056$ bis $0,226$ mm/min stattfinden. Bei den kraftgesteuerten Versuchen waren Belastungszeiten über mehrere Tage zu erwarten, während der die Druckkraft konstant gehalten werden mußte.

Es war außerdem geplant, die Sofortsetzung zum Zeitpunkt $t = 0+$, also unmittelbar nach Aufbringen einer Laststufe, zu messen. Zu diesem Zweck mußte die Last ohne Stoß innerhalb Bruchteilen einer Sekunde aufgebracht werden und sofort der Meßvorgang stattfinden können.

Diese Zielsetzung stellt hohe Ansprüche an die apparative Ausstattung bezüglich Genauigkeit, Meßdauer, Langzeitverhalten und klimatischen Einflüssen. Zwecks Automatisierung, Datenspeicherung und Minimierung der Meßzyklendauer wurden alle mechanischen Meßgrößen elektrisch gemessen, digitalisiert und mit einem Computer auf Magnetband aufgezeichnet. Sollgrößen wie Kraft und Geschwindigkeit wurden elektrohydraulisch reguliert, wobei die Ansprechzeit durch "hart" eingestellte Regelkreise minimiert werden konnte.

Die Meßzyklen wurden programmgesteuert, ein Plotgerät sorgte für Information und Versuchskontrolle zu beliebigen Zeiten.

Die Belastung und Vorschubgeschwindigkeit für die Lastplatte konnten vorge wählt und durch einen einzigen Knopfdruck ausgelöst werden. Somit war es möglich, mit zwei Knopfdrücken den Versuchsbeginn auszulösen und gleichzeitig den ersten Meßzyklus in Gang zu setzen. Auf diese Weise war es möglich, die Sofortsetzung zu messen. Die Meßgeschwindigkeit betrug 2 Meßkanäle pro Sekunde.

Insgesamt waren eine Druckkraftmeßdose, drei Wegpotentiometer und durchschnittlich sechs Porenwasserdruckmeßstellen durchzuschalten.

A3 Versuchseinrichtung

Die messenden Teile der Versuchseinrichtung bestehen aus dem elektrohydraulischen Belastungssystem und dem piezoresistiven Porenwasserdrucksystem. Das Belastungssystem gliedert sich in die Kraftmeßgruppe und die Verschiebungsmessgruppe, wobei jede Gruppe einem Regelkreis angehört, um einmal angewählte Sollwertvorgaben wie konstante Kraft oder konstante Verschiebungsgeschwindigkeit für die Lastplatte einzuhalten.

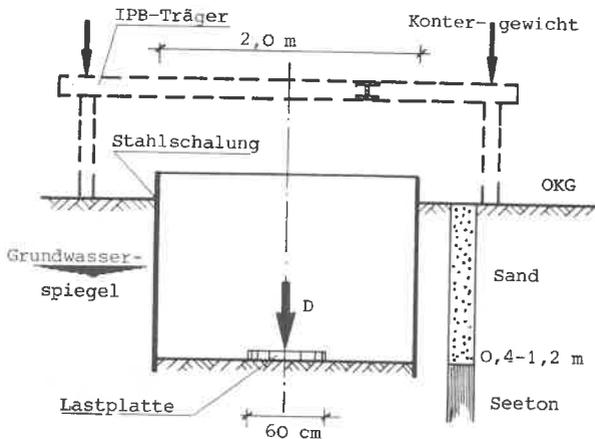


Bild A 4: Schema der Versuchsgrube

Zur Aussteifung der Versuchsgrube im Schneckensand, siehe Bild A4, wurde eine kreisrunde Stahlschalung mit einem Durchmesser von 2,00 m etwa 10 cm tief in den Seeton eingetrieben. Damit war die Möglichkeit geschaffen, den Grundwasserspiegel in der Versuchsgrube auf das erforderliche Maß zur manuellen Behandlung der Seetonoberfläche abzusenken und zu kontrollieren. Außerdem konnten die Stahlträger für die Befestigung der Meßwertaufnehmer an die Stahlschalung angeschlossen werden.

Bild A5 zeigt das Versuchsgelände mit der bereits abgesenkten Stahlschalung und den beiden Wasserbehältern als Kontergewichte. Das Meßfahrzeug wurde etwa 10 m von der Versuchsgrube aufgestellt.

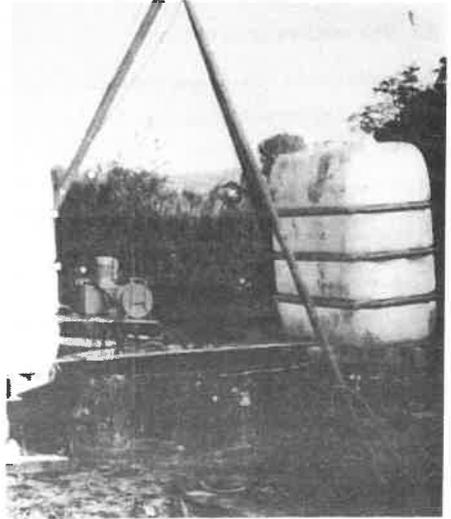


Bild A5: Versuchsgelände mit abgesenkter Stahlschalung und Kontergewichten

Die kreisrunde Lastplatte hat einen Durchmesser von 60 cm und besteht entsprechend den Vorschriften der DIN 18 134 "Plattendruckversuche" aus einer oberen und einer unteren Stahlplatte (siehe Bild A8a), die durch sechs radial-symmetrisch angeordnete Rippen miteinander verbunden sind, so daß die Lastplatte als starr anzusehen ist. Die Lastplatte wurde zentrisch in die Versuchsgrube eingebaut.

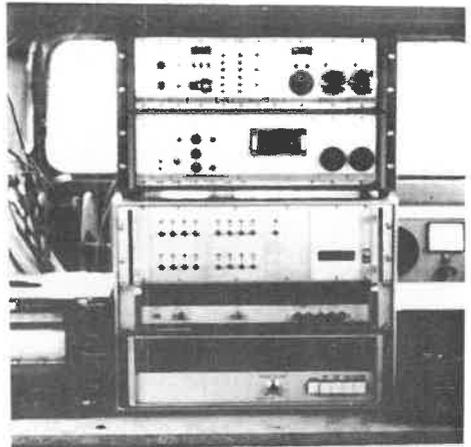


Bild A6: Ausstattung des Meßwagens

Die Ausstattung des Meßwagens ist auf Bild A6 zu sehen. Flankiert von einem Tischrechner und einem X-Y Schreiber sind von unten nach oben Kanalumschalter,

Digitalvoltmeter, Stromversorgungen für die Porenwasserdruckaufnehmer, Weg- und Kraftmessung bzw. -steuerung übereinander angeordnet.

Eingestreute Störungen des ca. 100 m langen Stromversorgungskabels wie vagabundierende Spannungen und Ströme wurden durch einen Trenntransformator ausgeschaltet.

A3.1 Belastungseinrichtung

Das Versuchsprogramm sah zunächst die stufenweise Belastung der Lastplatte mit jeweils konstant gehaltener Druckkraft D vor. In einer weiteren Versuchsserie wurde dann die Lastplatte mit konstanter Vorschubgeschwindigkeit $v = dw/dt$ in den Tonboden eingedrückt. Zur einwandfreien Messung der Porenwasserdrücke war dabei eine Vorschubgeschwindigkeit $v = 0,05$ bis $0,30$ mm/min vorgesehen, wie sie bei Abschervorgängen im Dreiaxialgerät |48| zur einwandfreien Messung des Porenwasserdrucks angewandt wird.

Damit ergaben sich für die Belastungsregelung folgende Forderungen:

- | | | |
|----|--|--|
| a) | $D = \text{const}$ und $w \neq \text{const}$ | D... Druckkraft auf die Lastplatte |
| b) | $dw/dt = \text{const}$ und $D \neq \text{const}$ | w... vertikale Verschiebung der Lastplatte |
| | | t... Zeit |

Auf Bild A7 ist die elektrohydraulische Belastungsregelung, wie sie eigens für diese speziellen Plattendruckversuche vom Verfasser entwickelt wurde, als Signalflußplan dargestellt.

Es bestehen zwei Regelmöglichkeiten:

- a) konstante Kraft: das regelnde Glied bildet hierbei die Kraftmeßdose, die drei Wegaufnehmer sind lediglich messende Glieder.
- b) konstante Vorschubgeschwindigkeit: das regelnde Element bilden die drei Wegaufnehmer, der Mittelwert der an drei Stellen gemessenen Lastplattensetzung $(w_1 + w_2 + w_3)/3$ wird von der Elektronik gebildet und mit einem einstellbaren Sollwertpotentiometer verglichen. Die Kraftmeßdose hat nur messende Bedeutung.

Ferner bietet die Elektronik die Möglichkeit, den hydraulischen Belastungskolben bei Versuchsbeginn in die Lage "liegt an" zu setzen, um bei Lastaufbringung Stöße zu vermeiden. Über stufenlose Wahlschalter kann die gewünschte Kraft oder Geschwindigkeit eingestellt und an einem Digitalvoltmeter abgelesen werden.

Das Herzstück der Steuerung des Hydraulikzylinders bildet ein Servoventil

(s. Bild A7), das durch elektromagnetische Spulen nahezu trägheitslos geöffnet bzw. geschlossen wird.

Diese Spulen werden bei konstanter Kraft (Fall a) mit einer konstanten elektrischen Spannung beaufschlagt. Die Rückkopplung vergleicht den von der Kraftmeßdose angezeigten Istwert mit der Ausgangsspannung und gibt so die Möglichkeit, bei konstanter Plattendruckkraft dem Hydraulikzylinder entsprechend der sich einstellenden Setzungen die benötigte Menge Öl nachzuliefern.

Bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit der Lastplatte wird entsprechend der gewählten Geschwindigkeit eine mit der Zeit linear ansteigende Speisespannung über ein Potentiometer dem Servoventil zugeführt. Die an drei Stellen der Lastplatte durch Wegaufnehmer gemessenen Setzungen (Istwerte) werden mit dem Sollwertpotentiometer verglichen. Die Regelung erfolgt über den Vergleich der beiden Potentiometer und einer entsprechenden Korrektur der Stellung des Servoventils.

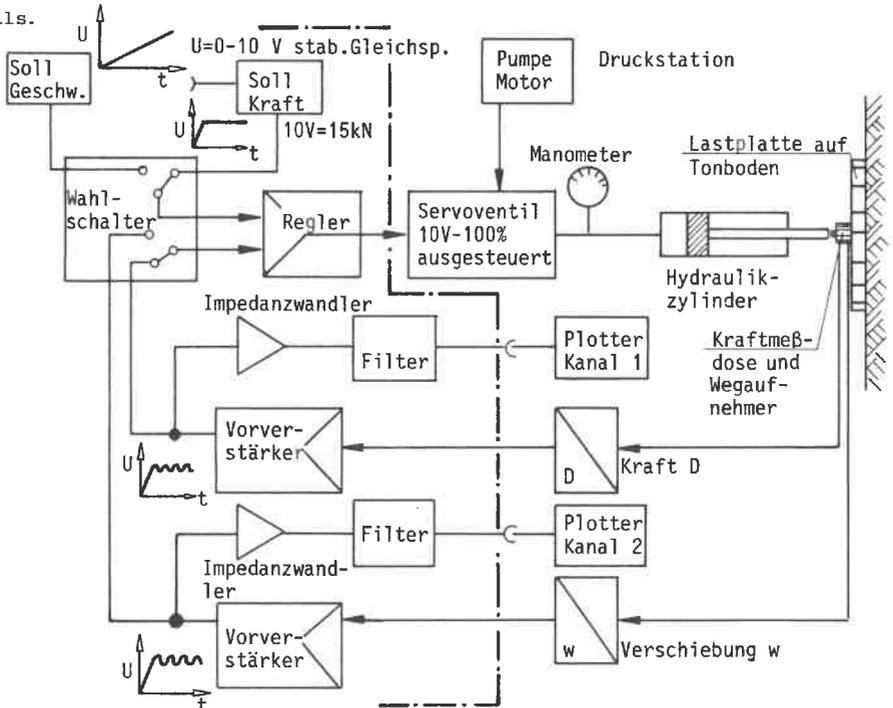


Bild A7: Systemdarstellung für kraft- und verschiebungsgesteuerte Plattendruckversuche

In Bild A8a ist die bereits eingedrückte Lastplatte mit der darüber liegenden, dreiarmigen Führung des Druckstückes zu sehen.

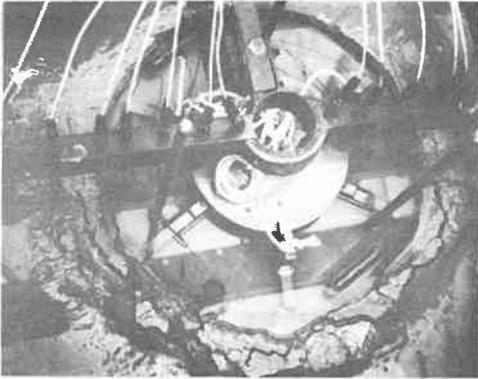


Bild A8a: Eingedrückte Lastplatte mit Führung und Porenwasserdruckaufnehmern

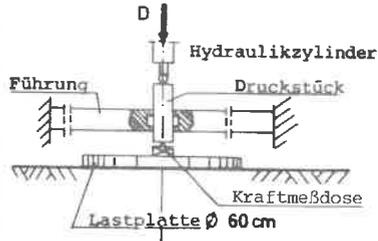


Bild A8b: Druckstück mit Führung

In Bild A8b ist die Funktion des Druckstückes ersichtlich. Das Druckstück wird durch die ringförmige Führung seitlich gestützt und wirkt zwischen Hydraulikzylinder und Kraftmeßdose als Pendelstütze. Diese Führung mit einer Schmierbüchse war notwendig, um auftretende Horizontalkräfte von der Lastplatte fernzuhalten und ein lotrechtes Eindringen der Lastplatte zu gewährleisten.

Die Führungsarme selbst waren auf Konsolen der Stahlschalung abgesetzt.

In Bild A9 ist die Versuchsgrube kurz vor dem Versuch zu sehen. Die Verschiebung der Lastplatte wurde von drei um 120° versetzten Wegpotentiometer aufgenommen, die Setzung der Lastplatte ergab sich aus dem Mittelwert der drei Meßwerte.

Im Gegensatz zu Bild A9, das einen Vorversuch darstellt, wurde die Kraftmeßdose für die Hauptversuche unter die Führung für das Druckstück direkt auf die Lastplatte gelegt, so daß die Druckkraft D auf die Lastplatte ohne die Reibung am Druckstück gemessen wurde. Der Hydraulikkolben und die Kraftmeßdose waren mit Kugelkalotten als Anschlüsse zum Druckstück versehen, so daß keine Momente in die Lastplatte eingeleitet wurden.

Die Reaktionskräfte des Hydraulikzylinders wurden über eine Stahltraverse den Kontergewichten zugeleitet. Die Stahltraverse mit den darauf liegenden Kontergewichten wurde getrennt von der Stahlschalung gelagert.

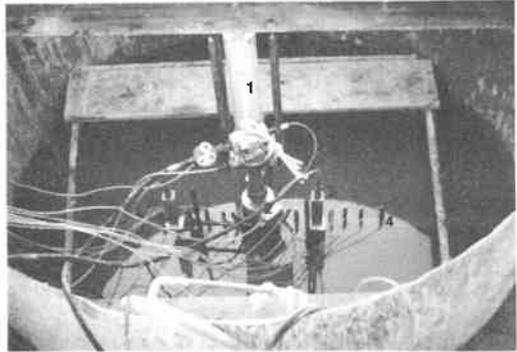


Bild A9: Versuchsgrube mit
Hydraulikzylinder (1),
Kraftmeßdose (2),
Wegpotentiometer (3),
Porenwasserdruck-
aufnehmer (4)

A3.2 Porenwasserdruckmeßsystem

Für die Messung der Porenwasserdrücke unter der Lastplatte wurde das in Bild A10 dargestellte Porenwasserdruckmeßsystem entwickelt. Es besteht aus dem Filterstück, das über eine halbstarre Kunststoffleitung (Durchmesser 3 mm) mit dem eigentlichen Druckaufnehmer verbunden ist. Das Filterstück ist aus einem rostfreien Stahlröhrchen (Durchmesser 6 mm) geformt, in das das Filter eingeklebt ist.

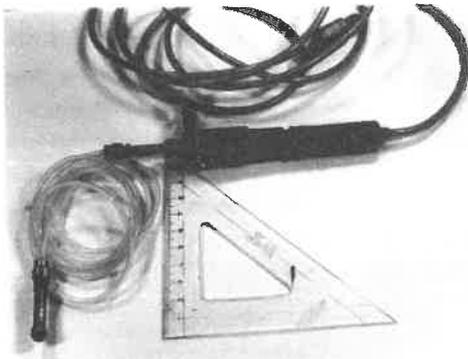
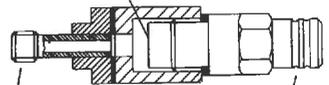


Bild A10a: Porenwasserdruckaufnehmer mit
Filterstück und Anschlußkabel

Membran mit Siliziumzelle



Anschlußstück für
flexible Schlauch-
leitung

Druckaufneh-
mer mit elek.
Steckverbin-
dung



Anschlußrohr \varnothing 6 mm
l = 3 cm

Keramikfilter

Bild A 10b: Schemazeichnung

Aufgrund experimenteller Untersuchungen von Rappert [46] über den Einfluß der Filtereigenschaften wie Porenvolumen, Porenform, Lufteintrittswiderstand wurde zunächst ein feinporiges Keramikfilter gewählt. Die ersten Versuche im Gelände zeigten jedoch, daß das feinporige Keramikfilter schwierig zu entlüften ist, so daß im weiteren Verlauf der Versuche ein mittelporiges Keramikfilter verwendet wurde.

Mit Hilfe einer dünnen Nadel wurden die Filterstücke langsam in den Ton eingedrückt. Der dabei entstehende Hohlraum wurde teilweise von der Kunststoffleitung ausgefüllt, der restliche Hohlraum wurde während der ersten Laststufe durch Bodenverschiebungen geschlossen. Die Druckaufnehmer mit ihren relativ großen Abmessungen (Durchmesser 16 mm) wurden in der Versuchsgrube befestigt. Elektrische Kabel verbanden die Druckaufnehmer mit der Stromversorgung und dem Digitalvoltmeter im Meßwagen. Mit dieser konstruktiven Trennung von Filter und Druckaufnehmer war es möglich, die Einbaustörungen im Boden möglichst gering zu halten. Ein weiterer, wichtiger Vorteil ergab sich aus der geringen Masse des Filterstücks und der flexiblen Kunststoffleitung, die dem Filterstück erlaubte, den Bewegungen des umgebenden Tonbodens ohne Ablöseerscheinungen zu folgen. Der Verbund zwischen Tonpartikeln und Filter war somit gewährleistet.

Zur Demonstration der Verbundwirkung sind in den Bildern A11a und b eine fehlerhafte und eine korrekte Porenwasserdruckmessung dargestellt. Es handelt sich hierbei um die Versuche 7504 und 7509 mit einer stufenförmigen Be- und Entlastung gemäß den unteren Diagrammteilen, die den Druckverlauf wiedergeben. In den oberen Diagrammteilen sind die Porenwasserdruckmeßwerte aufgezeichnet. Der Porenwasserüberdruck $p(t)$, der durch die jeweilige Laststufe erzeugt wird, errechnet sich aus dem Meßwert $p'(t)$ und dem Endwert des Porenwasserdrucks der vorhergegangenen Laststufe $p_0(t-\Delta t)$ nach der Beziehung (siehe Bild A11b):

$$p(t) = p'(t) - p_0(t-\Delta t).$$

Die Zeitspanne Δt ist die Konsolidierungszeit auf der betrachteten Laststufe. In Bild A11a ist die Ablösung des Tonbodens vom Filterstück während des Aufbringens der 3. Laststufe sehr deutlich als plötzlicher Druckabfall zu sehen. In diesem Fall war das Filterstück durch ein starres Röhrchen aus Stahl mit dem Druckaufnehmer verbunden, so daß das Filterstück der Verschiebung des umgebenden Bodenmaterials nicht folgen konnte. Die dadurch entstehende Auflockerung oder gar Hohlraumbildung im Boden bewirkt einen Unterdruck trotz der höheren Laststufe.

Nach einiger Zeit findet in der Umgebung des Filterstücks wieder ein Druckausgleich durch lokales Nachfließen von Porenwasser statt, und der Porenwasserdruck steigt an. Im weiteren Verlauf macht sich die Verbundstörung durch Un-

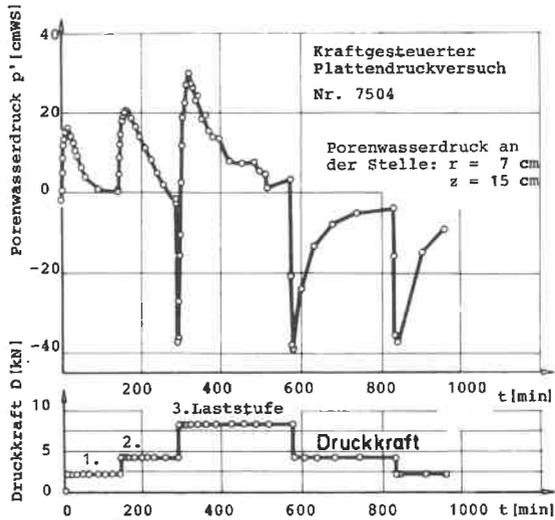


Bild A11a: Fehlerhafte Porenwasserdruckmessung infolge Bodenablösung am Filterstück

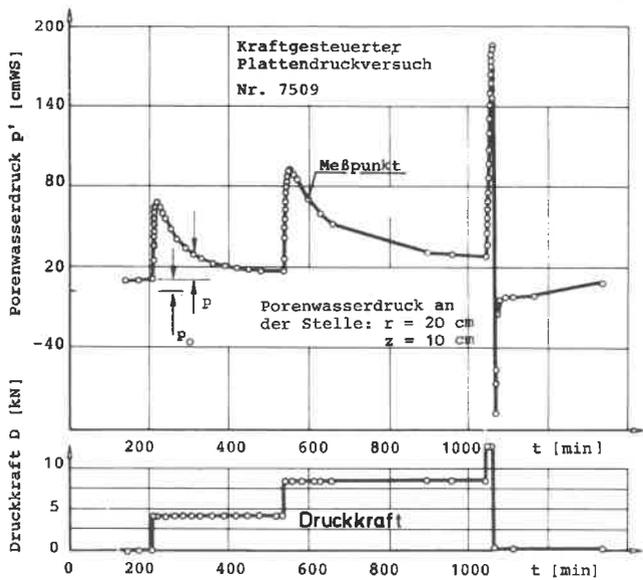


Bild A11b: Korrekte Porenwasserdruckmessung mit beweglichem Filterstück

stetigkeiten im abfallenden Teil der Porenwasserdruckkurve bemerkbar. Eine geringfügige Relativbewegung des Filters bezüglich des umgebenden Bodens bewirkt Verdichtungen bzw. Entspannungen, die lokale Konsolidierungsvorgänge und Porenwasserdruckveränderungen verursachen.

In Bild A11b ist die verbesserte Porenwasserdruckmessung mit einer flexiblen Schlauchleitung zwischen Filterstück und Druckaufnehmer aufgetragen. Damit war es dem Filterstück möglich, den Verschiebungen des Bodens zu folgen. Selbst bei höheren Laststufen sind keine Ablöseerscheinungen mehr im Bereich des Filterstücks sichtbar. Der Porenwasserdruck steigt bei einer Lasterhöhung steil an oder fällt bei einer Entlastung in den Unterdruckbereich ab.

Die Aufgabe des Filters besteht darin, die Bodendruckkräfte aufzunehmen und nur den Druck des Porenwassers an den Aufnehmer weiterzuleiten. Im Aufnehmer selbst wird infolge einer Druckänderung $\Delta p'$ durch die Durchbiegung einer dünnen Stahlmembran eine kleine Volumenvergrößerung ΔV in der Meßkammer verursacht, s. Bild A10b, so daß Porenwasser durch das Filter nachströmen muß |41,42,43|. Die Durchlässigkeit von Tonböden ist jedoch so gering, daß dieser Vorgang sehr langsam erfolgt. Der maximale Porenwasserüberdruck stellt sich somit nicht zur Zeit $t = 0+$, sondern erst nach einer Zeit Δt ein. Diese Zeitverzögerung Δt und die zusätzliche Druckänderung infolge des Strömungsvorganges verfälschen die Messung beispielsweise beim Anstieg des Porenwasserüberdrucks durch eine plötzliche Belastungsänderung. Eine zahlenmäßige Abschätzung der Zeitverzögerung kann nach |41,43,45| in Abhängigkeit von der Durchlässigkeit, der Steifigkeit des Bodens und der Volumenvergrößerung des Porenwasserdruckmeßsystems vorgenommen werden. Ein Vergleich dieser Berechnungen mit Porenwasserdruckmessungen im einaxialen Kompressionsgerät (Oedometer) zeigte jedoch im Rahmen der Voruntersuchungen, daß über den Einfluß der bauartbedingten Volumenänderung des Druckaufnehmers das Problem der einwandfreien Entlüftung des Gesamtsystems (Filter, Leitungen, Meßkammern) im Vordergrund steht |44|. Luftblasen verursachen im Meßsystem durch ihr relativ großes Volumen, das bei einer Porenwasserdruck-erhöhung zunächst komprimiert werden muß, ein erhebliches Nachströmen von Porenwasser und damit denselben zeitverzögernden Effekt.

Hinsichtlich der Genauigkeit von Porenwasserdruckmessungen sind daher die folgenden qualitativen Anforderungen an ein Porenwasserdruckmeßsystem zu stellen:

- vollständige und übersichtliche Entlüftungsmöglichkeit des gesamten Meßsystems;
- kleine Volumenänderung bei Druckwechsel durch starre Ausbildung der Meßkammer, Leitungen, Verschraubungen und Dichtungen;
- kurze Ansprechzeit;

- schnelle Registriermöglichkeit;
- stabiles thermisches Verhalten, geringe Nullpunktdrift.

Zur Wahl eines geeigneten Druckaufnehmers wurden einaxiale Kompressionsversuche im Oedometer mit Porenwasserdruckmessung durchgeführt. Als Bodenmaterial wurde der Seeton 75 verwendet. In Bild A12 ist das Ergebnis einer Porenwasserdruckmessung über der Zeit in logarithmischem Maßstab aufgetragen.

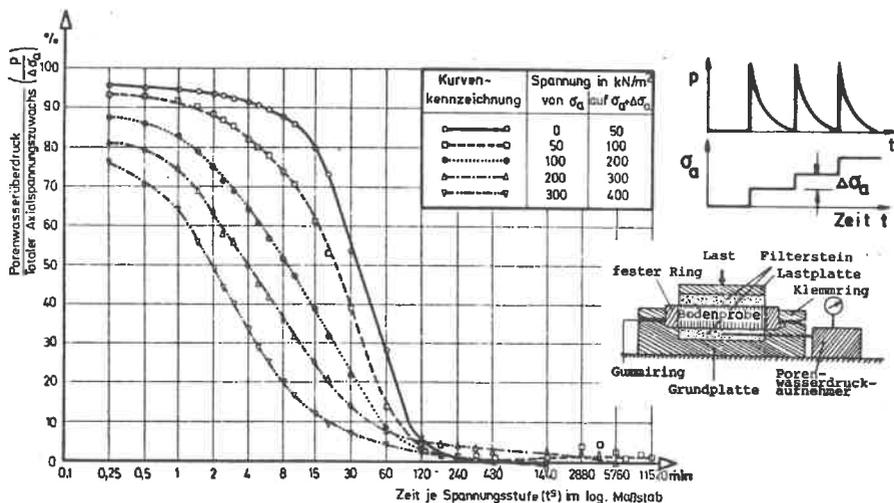


Bild A12: Porenwasserdruckmessung am Fuß einer Oedometerprobe

Die schematische Zeichnung erläutert die Versuchsanordnung. Der Porenwasserdruck wurde am Fuß der Bodenprobe gemessen. Die fünf Porenwasserüberdruckkurven geben jeweils die Porenwasserüberdruckänderung der nacheinander aufgebrachten fünf Laststufen wieder.

Die Qualität einer Porenwasserdruckmessung kann in diesem Fall am besten in der dimensionslosen Darstellung des auf den totalen Axialspannungszuwachs normierten Porenwasserüberdrucks $p/\Delta\sigma_a$ (siehe Bild A12, Belastungsschema) geprüft werden. Nach dem Prinzip der effektiven Spannungen [53] setzt sich bei voll wassergesättigten Böden die aufgebrachte Spannung $\Delta\sigma_a$ zunächst vollständig in einen Porenwasserüberdruck derselben Größe um, d. h. für $t = 0+$ muß $p/\Delta\sigma_a = 1$ sein. Im weiteren Verlauf des Versuchs baut sich der Porenwasserüberdruck ab, und es entsteht eine stetig zunehmende effektive Spannung, die auf das Korngerüst des Bodens wirkt.

Bei dem in Bild A12 dargestellten Oedometer wurde ein feststehender Ring ver-

wendet, so daß Reibungskräfte an der Seitenfläche der Bodenprobe entstehen, die eine Abminderung des Axialspannungszuwachses in der Bodenprobe verursachen. Das Verhältnis $p/\Delta\sigma_a$ zur Zeit $t \rightarrow 0$ sinkt daher in Bild A12 mit zunehmender Anzahl von Laststufen von 0,96 auf 0,76 ab.

Die in Bild A12 aufgetragenen Meßwerte zeigen andererseits, daß der maximale Porenwasserüberdruck von Beginn an stetig fällt und kein zeitverzögertes Maximum, wie es oben beschrieben wurde, aufweist. Damit war der Zweck dieser Voruntersuchungen, die Entlüftung bzw. Volumenänderung der Meßkammern, Leitungen etc. und das Langzeitverhalten des Druckaufnehmers zu prüfen, erfüllt.

In der Tabelle A2 sind die wichtigsten technischen Daten des gewählten Druckaufnehmers aufgeführt.

| | |
|---------------------------|----------------------------|
| Nennbereich (FSO) | 0 - 2 bar |
| Empfindlichkeit | 250 mV/bar |
| Linearität | 0,1 % |
| Hysterese | 0,1 % |
| Repetierbarkeit | 0,1 % |
| Stabilität des Nullpunkts | 0,25 % FSO/Jahr |
| bezogene Volumenänderung | 0,001 mm ³ /bar |

Tabelle A2: Technische Daten des gewählten Porenwasserdruckaufnehmers

Der Porenwasserdruck wirkt bei diesem Fabrikat auf eine dünne Stahlmembran, die ihrerseits auf eine Siliziumzelle drückt. Durch den piezoresistiven Effekt des Halbleiters wird eine im mV-Bereich liegende, also gut meßbare Ausgangsspannung erzeugt. Die große Steifigkeit der Meßzelle drückt sich in der bezogenen Volumenänderung $\Delta V = 0,001 \text{ mm}^3/\text{bar}$ aus. Die unter der Lastplatte aufgetretenen Porenwasserüberdrücke erreichten 40 % des Nennbereichs des Druckaufnehmers von 2 bar.

Die rechnerische Genauigkeit liegt mit 0,3 % vom Nennbereich (20 m Wassersäule) unter 6 cm Wassersäule.

Die Entlüftung wurde mit destilliertem, entlüftetem Wasser im Gelände vorgenommen. Sämtliche Einzelteile wurden unter Wasser zusammengesetzt bzw. in den Boden eingebaut. Flexible Dichtungen wurden durch Metallteile ersetzt, die Volumenänderung der flexiblen Verbindungsleitung zwischen Filterspitze und Druckaufnehmer konnte durch die Wahl eines halbstarren Kunststoffmaterials, das nur zu 5 % seines Nenndrucks belastet wurde, minimiert werden.

A4 Versuchsdurchführung

Zur Herstellung eines Planums im Seeton und zur Abdichtung des Grundwassers wurde zunächst die Stahlschalung mit 2,0 m Durchmesser durch den überlagerten Sand etwa 10 cm tief in den Seeton abgesenkt. Die Aushubarbeiten wurden von Hand getätigt, wobei ein Betreten der Sohlfläche durch eine Arbeitsbühne innerhalb der Stahlschalung vermieden wurde.

Der Grundwasserspiegel wurde nur kurzzeitig zur Herstellung des Feinplanums bis zum endgültigen Seetonplanum abgesenkt. Während des Eindrückens der Filterstücke wurde eine Mindestwassersäule von 3 cm über dem Feinplanum eingehalten, um ein Eindringen von Luft in den Boden und speziell entlang den Verbindungsleitungen zwischen Filterstück und Druckaufnehmer zu verhindern.

In Bild A12 sind das Feinplanum vor dem Einbau der Filterstücke und die Druckstückführung, die hier auch als Träger der Arbeitsbühne dient, zu sehen.

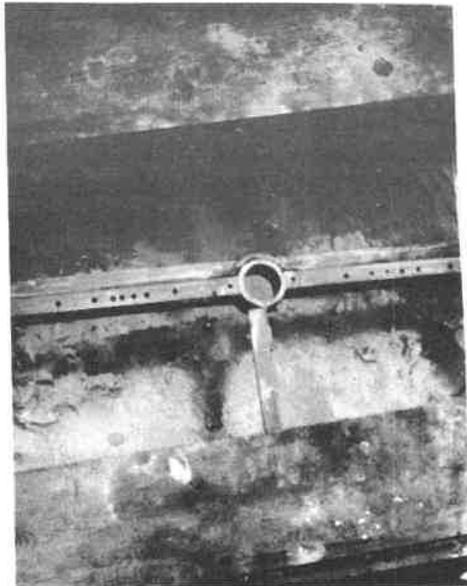
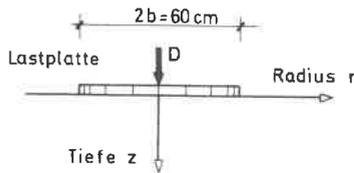


Bild A12: Seeton-Feinplanum und Druckstückführung

Als Ausgleichsschicht zwischen Feinplanum und Lastplatte diente eine Sandschicht von durchschnittlich 5 mm Stärke. Damit war auch eine Drainage des Porenwassers unter der Lastfläche gewährleistet. Nach der Fertigstellung des Feinplanums wurden die Filterstücke eingesetzt. In der Tabelle A3 sind die Koordinaten der Filter, d.h. der Porenwasserdruckmeßstellen bezüglich der Lastplattenachse angegeben. Es bestand die Möglichkeit, die flexiblen Druckleitungen zum Filterstück durch kleine Bohrungen mit 6 mm Durchmesser in der Lastplatte durchzuführen.

| | | | | | | | | | | | | |
|-------------|---|---|----|----|----|----|---|----|----|----|----|----|
| Radius [cm] | 0 | 0 | 2 | 3 | 3 | 3 | 7 | 7 | 20 | 20 | 20 | 30 |
| Tiefe [cm] | 2 | 5 | 13 | 15 | 30 | 60 | 3 | 29 | 3 | 10 | 15 | 10 |

Tabelle A3: Porenwasserdruckmeßstellen



In den Bildern A13a und b ist der Porenwasserüberdruck über der Tiefe und dem Radius aufgetragen. Die Meßwerte sind dem Anhang E1 und E3 (Versuche 7601, 7603, 7604) entnommen, wobei der maximale Porenwasserüberdruck zur Zeit $t = 0+$ auf die jeweilige Sohlnormalspannung $\sigma_0 = D/F = \text{const}$ bezogen wurde. Entsprechend der durchlässigen Seetonoberfläche beginnt der Porenwasserüberdruck in Bild A13a zunächst bei Null und steigt dann an, bis er in einer Tiefe, die etwa dem halben Radius der Lastplatte entspricht, ein Maximum erreicht. Aus dem weiteren Verlauf der Meßwerte wird ersichtlich, daß in einer Tiefe, die dem Durchmesser der Lastplatte entspricht, der Porenwasserüberdruck auf 20 % der Sohlnormalspannung absinkt, d.h. $A = 0,20$. Aus Gründen der Meßgenauigkeit wurden keine Porenwasserdruckmessungen in größerer Tiefe vorgenommen, zumal es mit zunehmender Tiefe schwieriger wurde, die Filterstücke genau zu placieren.

Das Bild A13b verdeutlicht anhand von drei Meßwerten den Verlauf des Porenwasserüberdrucks in radialer Richtung in einer Tiefe von 10 bis 15 cm unter der Lastplatte. Der Porenwasserüberdruck fällt zum Rand der Lastplatte bis auf 7 % der Sohlnormalspannung ab. Das Maximum des Porenwasserüberdrucks kann nach den wenigen Meßwerten nicht genau lokalisiert werden, zumal die Porenwasserdruckmeßstellen zwischen 10 und 15 cm unter der Lastplatte liegen. Nach diesen

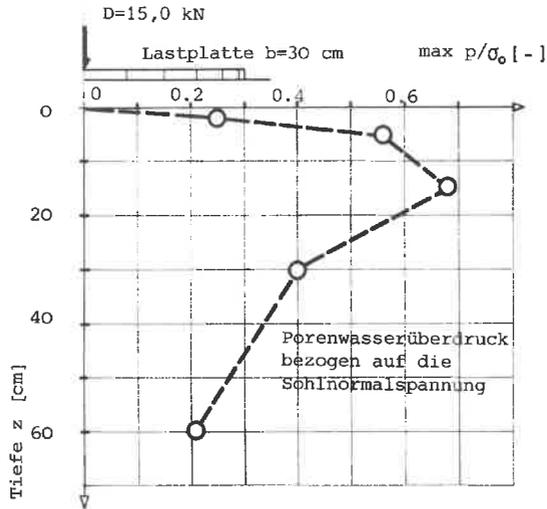


Bild A13a: Porenwasserüberdruck in Lastplattenachse ($0 \leq r \leq 3 \text{ cm}$) bei den kraftgesteuerten Plattendruckversuchen

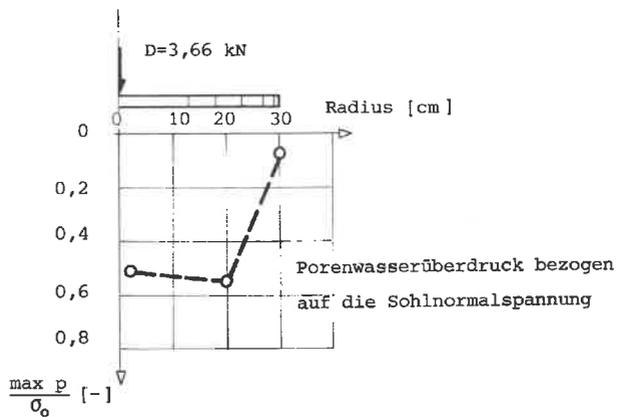


Bild A13b: Porenwasserüberdruck in radialer Richtung in der Tiefe $z = 10$ bis 15 cm

Meßergebnissen wurden die Porenwasserdruckmeßstellen hauptsächlich in der Lastplattenachse angeordnet.

Die Konzentration der Porenwasserüberdruckverteilung unter der Lastplatte bestätigt außerdem, daß das gewählte Verhältnis der Durchmesser von Stahlscha-

lung zu Lastplatte von $2,0:0,6 = 3,3$ genügend groß ist.

Außerhalb der Lastfläche ($r > b$) im Rahmen der Vorversuche durchgeführte Porenwasserdruckmessungen ergaben lediglich Porenwasserdruckerhöhungen im Bereich der Meßgenauigkeit, so daß im Hinblick auf die weitere Versuchsauswertung eine Porenwasserdruckmessung in diesem Bereich nicht sinnvoll erschien.

Nach dem Einbau des Porenwasserdruckmeßsystems wurden die Lastplatte und die Belastungseinrichtung eingesetzt. Zuletzt erfolgte die Montage der drei Wegaufnehmer und das Füllen der Behälter mit Wasser als Kontergewichte.

Zur Vorbereitung des Versuchs gehörte weiterhin eine kurzzeitige Vorbelastung der Lastplatte mit einer Druckkraft $D = 1,50 \text{ kN}$, um die Ausgleichsschicht aus Sand zu verdichten und Setzungsmeßfehler zu vermeiden. Diese Vorbelastung entspricht etwa 10 % der maximalen Lastplattenkraft in den kraftgesteuerten Versuchen. Nach der Entlastung wurde bis zum eigentlichen Versuchsbeginn der Belastungskolben mit $0,30 \text{ kN}$ in der Stellung "liegt an" auf der Lastplatte gehalten.

Als Kriterium für den Beginn des Versuchs diente die Porenwasserdruck- und Setzungsanzeige, die beide einen stationären Wert erreichen mußten. Diese Werte wurden i.a. nach einem halben Tag erreicht. Der stationäre Porenwasserdruckmeßwert p_0 setzt sich zusammen aus der Druckhöhe des Grundwassers ($\gamma_w \cdot z$) und einem durch die Herstellung der Siliziumzelle bedingten "Nullwert" des Druckaufnehmers. Die Stahlmembran des Druckaufnehmers steht nämlich durch die Verlötung der Meßzelle unter einer nicht näher bekannten Druckdifferenz.

Die erste Versuchsserie 75 im Oktober 1975 sah eine relativ hohe Anzahl von 10 Versuchen (Nr. 7500 bis 7509) vor, weil das Versuchskonzept zunächst erprobt und gegebenenfalls Änderungen im Versuchsablauf und in der Porenwasserdruckmeßtechnik vorgenommen werden mußten. Die zweite Versuchsserie 76 im September 1976 enthält 5 Versuche (Nr. 7601 bis 7605). In den Bildern E1.1 bis E1.17 des Anhangs E1 sind die Versuchsspuren, d.h. alle Meßwerte über der Zeit aufgetragen. Der Übersicht wegen sind die Versuche mit Angabe der Laststufen bzw. der Setzungsgeschwindigkeiten (bei den verschiebungsgesteuerten Versuchen) in der Tabelle A4 zusammengefaßt.

Die Versuche der Serie 75 wurden alle mit der höchsten Vorschubgeschwindigkeit $\max v = 0,226 \text{ mm/min}$ gefahren, damit die sich einstellende Druckkraft und der Porenwasserüberdruck aus Gründen der Meßgenauigkeit möglichst groß wurden.

Die verschiebungsgesteuerten Versuche der Serie 76 konnten angesichts der um bis zu 42 % höheren Belastbarkeit des Tones auch mit der niedrigsten Vorschubgeschwindigkeit $\min v = 0,056 \text{ mm/min}$ gefahren werden.

Ein Teil der Versuche wurde zuerst mit ein oder mehreren Laststufen vorkonsolidiert und von der letzten Laststufe dann mit konstanter Vorschubgeschwindig-

| Versuch-Nr. | kraftgesteuerte Versuche Laststufen in kN | verschiebungsgesteuerte Versuche, Setzungsgeschwindigkeit in mm/min | |
|-------------------|--|--|-------|
| Versuchsländer 75 | 7500 | 0,962 | |
| | 7501 | 3,516 | |
| | 7502 | 3,48 - 7,00 | |
| | 7503 | - | |
| | 7504 | 2,12 - 4,23 - 8,41 4,21 - 2,13 - 0 | |
| | | 2,13 - 4,22 - 8,41 - 16,89 | |
| | 7505 | 2,12 - 4,22 - 6,31 2,12 - 4,28 | |
| | 7506 | - | |
| | 7507 | 2,12 - 6,33 - 10,52 | |
| | 7508 | 4,23 - 7,37 | |
| | 7509 | 4,23 - 8,44 - 12,63 | |
| Versuchsländer 76 | 7601 | 6,50 - 0 11,00 - 0 15,00 - 0 | |
| | 7602 | - | |
| | 7603 | 0,50 - 3,50 - 6,50 - 9,50 6,50 - 3,50 - 0,50 3,50 - 6,50 - 9,50 - 13,50 - 17,00 | |
| | 7604a | 3,66 - 0 | |
| | 7604b | 10,00 - 0 | |
| | 7604c | 6,25 - 0 | |
| | 7604d | 12,50 - 0 | |
| | 7604e | 18,25 - 0 | |
| | 7605 | 0,50 | |
| | 7606 | 0,50 | |
| | | | 0,226 |
| | | | 0,226 |
| | | | 0,226 |
| | | | 0,226 |

Tabelle A4: Zusammenstellung der durchgeführten Plattendruckversuche

keit abgedrückt, s. z.B. Versuch 7507.

Bei den kraftgesteuerten Versuchen wurden auch einige Entlastungsschleifen und Wiederbelastungen vorgenommen. Die Laststufenänderung ergab sich dann, wenn der Porenwasserüberdruck entweder ganz oder zu mindestens 90 % abgebaut war. Die Tatsache, daß nach einer totalen Entlastung auf Null die Hebung der Lastplatte zwischen 74 und 91 % der Setzung betrug (Versuche 7604b-c-d, siehe Anhang E1), wurde dergestalt ausgenutzt, daß in derselben Versuchsgrube im Fall des Versuchs 7604 fünf Lastzyklen (siehe Tabelle A4) ausgeführt wurden und dadurch die Vorbereitung von vier weiteren Versuchsgruben eingespart werden konnte. Die große Hebung deutet auf ein ausgeprägtes Schwellvermögen des Seetons hin, wobei unter den gegebenen Randbedingungen ein ungehinderter Zufluß von Porenwasser möglich war.

A5 Versuchsergebnisse

A5.1 Verschiebungsgesteuerte Versuche

Die Diskussion der Versuchsergebnisse erfolgt an drei exemplarisch ausgewählten Versuchen 7503, 7605 und 7606 des Anhangs E2. Neben einigen grundsätzlichen Merkmalen der Meßergebnisse können damit sowohl zwei unterschiedliche Vorschubgeschwindigkeiten der Lastplatte als auch zwei unterschiedliche Toneigenschaften betrachtet werden.

In den Bildern A14a,b und c sind die verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuche 7503,7605 und 7606 gegenübergestellt.

Die einzelnen Diagramme a,b und c enthalten von oben nach unten zunächst die auf die Lastplattenfläche bezogene Druckkraft D , d.h. die gemittelte Sohlnormalspannung $\sigma_0 = D/F$, dann den Porenwasserüberdruck p , wobei die Porenwasserdruckmeßstelle mit den Koordinaten r und z unter der Versuchsnummer angegeben ist. Im mittleren Diagrammteil ist der normierte Porenwasserüberdruck, d.h. das Verhältnis $A = p/\sigma_0$ angegeben. Den unteren Diagrammteil bildet das Verschiebungs- bzw. Setzungsdiagramm. Alle Meßgrößen sind über der in Minuten angegebenen Versuchszeit aufgetragen. Zur Verdeutlichung sind nur die Meßpunkte ohne Verbindung zueinander eingetragen.

Aus dem Verschiebungsdiagramm $w = w(t)$ ist zu erkennen, daß die gewählte Vorschubgeschwindigkeit der Lastplatte exakt eingehalten wurde. Aus der Steigung der zu einer Geraden zu verbindenden Punkte ergibt sich die Vorschubgeschwindigkeit $v = \Delta w/\Delta t$. Die Versuche 7503 und 7605 wurden mit annähernd derselben Geschwindigkeit $\max v = 0,224$ bzw. $0,226$ mm/min gefahren. Als Vergleich wurde auf demselben Seeton 76 der Versuch 7606 mit der kleinsten Geschwindigkeit $\min v = 0,056$ mm/min durchgeführt.

Der Einfluß der Geschwindigkeit zeigt sich deutlich im Druckkraftverlauf, der identisch ist mit dem Verlauf der Sohlnormalspannung σ_0 . Die Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit um das Vierfache ergibt eine Steigerung der Druckkraft bei $t = 220$ Minuten um etwa 44 %. Der Porenwasserüberdruck liegt entsprechend höher.

Ein Vergleich der Versuche 7503 und 7605, die beide mit derselben Vorschubgeschwindigkeit ausgeführt wurden, bestätigt die geringere Tragkraft bzw. größere Nachgiebigkeit des Seetons 75, wie dies anhand der Klassifizierung im Abschnitt A1 bereits vorhergesagt wurde.

Der Verlauf des Porenwasserüberdrucks zeigt in allen Versuchen dasselbe Phänomen, das von Gussmann [6] bei verschiebungsgesteuerten Oedometerversuchen theoretisch nachgewiesen wurde: es tritt ein stationärer Porenwasserüberdruck (Plateauwert) trotz fortschreitender Verschiebung und Druckkraftzunahme ein. Die

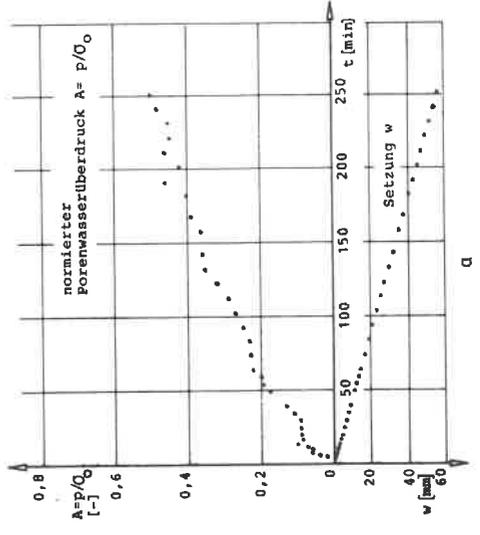
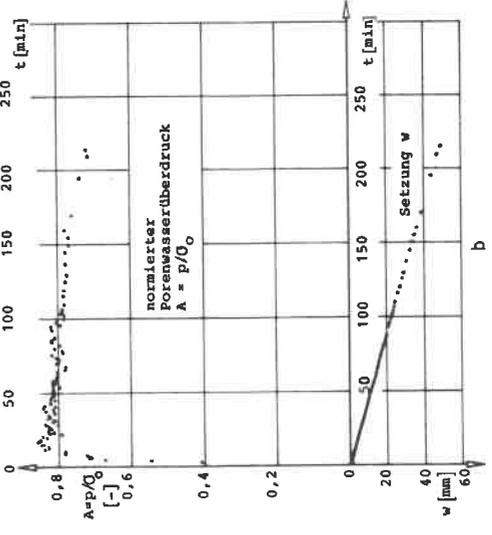
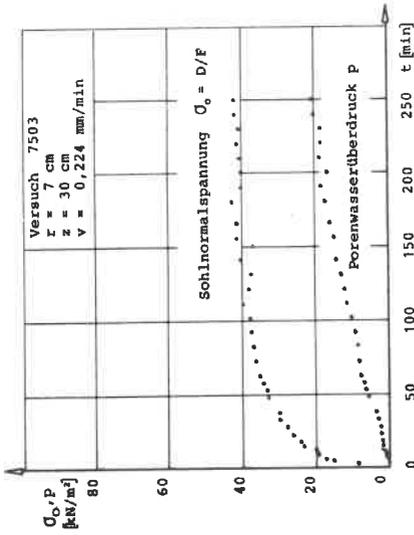
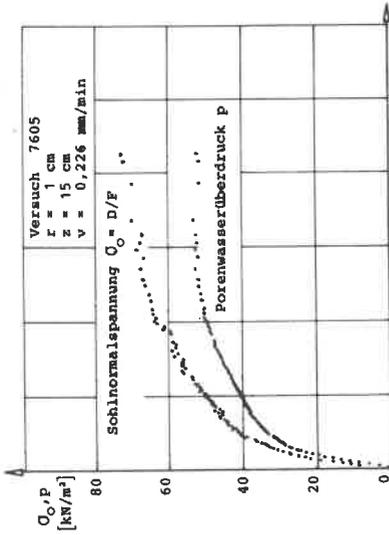


Bild A14a,b:
 Verschiebungsgesteuerte Plattendruckversuche

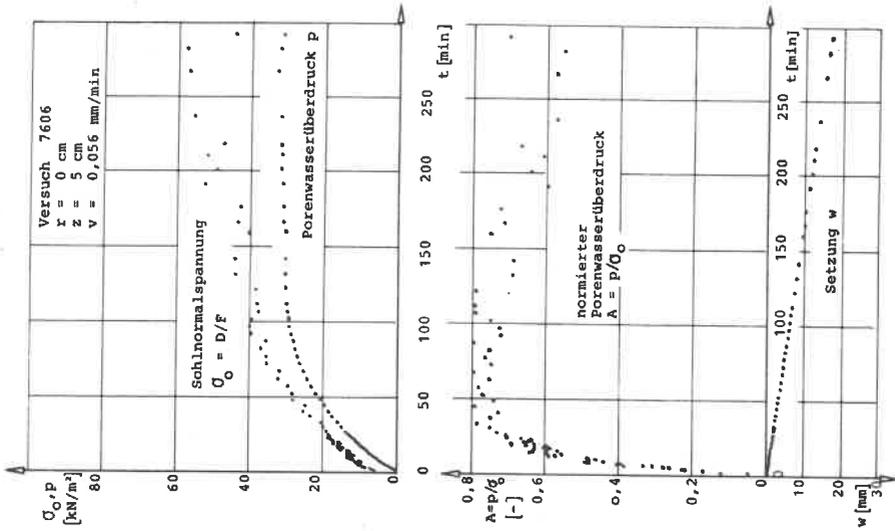


Bild A14c: Verschiebungsgesteuerter Plattendruckversuch

Druckkraftkurve steigt zu Beginn des Versuchs steil an, verläuft dann stark gekrümmt und kann ab Erreichen des Porenwasserüberdruck-Plateauwerts im weiteren Verlauf etwa durch eine Gerade wiedergegeben werden.

Das Verhältnis $A = p/\sigma'_o$, d.h. der normierte Porenwasserüberdruck, liegt in den Versuchen 7605 und 7606 zwischen 80 und 92 % bei Versuchsbeginn und nimmt dann etwa auf 60 % ab. Der verschiebungsgesteuerte Plattendruckversuch findet demnach unter annähernd undrännierten Bedingungen statt, d.h. es fließt aufgrund der relativ kurzen Belastungszeit wenig Porenwasser ab.

Der flache Anstieg des Porenwasserüberdrucks im Versuch 7503 ist zunächst auf die geringe Festigkeit des Seetons 75 zurückzuführen - die Konsistenz ist breiig bis flüssig - und möglicherweise auch auf eine zufällige Drainagemöglichkeit in Form von Schilfrohreinschlüssen, wie sie in Bild A2 beobachtet werden können.

In Bild A15 sind die verschiebungsgesteuerten Versuche auf dem Versuchsgelände 75 zusammengestellt. Der Versuch 7503 wurde ohne Vorbelastung abgedrückt, die

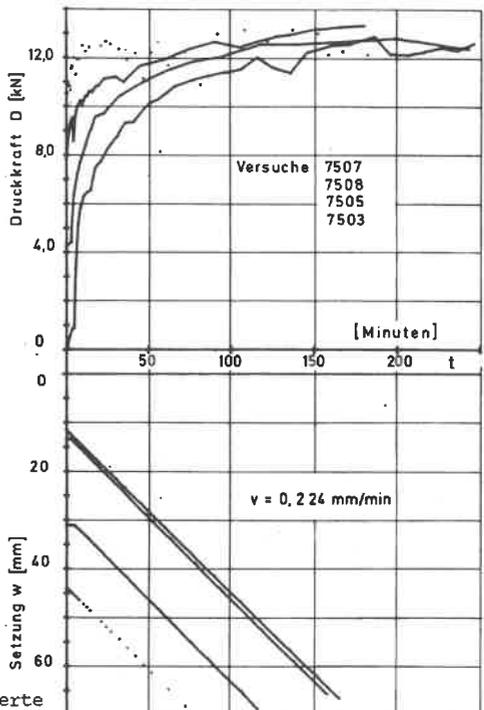


Bild A15: Verschiebungsgesteuerte Plattendruckversuche mit Vorkonsolidation

Versuche 7505, 7508 und 7507 wurden von den Konsolidationslaststufen $D = 4,28; 7,37$ und $10,52$ kN aus mit konstanter Vorschubgeschwindigkeit abgedrückt. Aus dem Verlauf der Druckkraft ist zu erkennen, daß unabhängig von der Größe der Vorkonsolidation die gleiche Tragfähigkeit $\max D = 13$ kN erreicht wird. Der untere Teil des Diagramms zeigt, daß die Versuche mit derselben Vorschubgeschwindigkeit $v = 0,224$ mm/min gefahren wurden. Die Unterschiede in den Anfangswerten der Setzung ($t=0+$) ergeben sich aus den Nullagen der Tastspitzen der Wegaufnehmer und sind zum besseren Vergleich zeichnerisch nicht kompensiert worden. Zur Erklärung des Einflusses der Vorkonsolidation auf die Tragfähigkeit ist der in Bild A16 dargestellte Zusammenhang zwischen wirksamer Axialspannung σ_a , Potenzzahl e und der Zeit t zu sehen. Diese Beziehungen wurden im Rahmen einer Forschungsarbeit des Verfassers [51] über das Kriechverhalten des hier untersuchten Voralpenseetones in Laborversuchen gemessen. Die Seetonproben wurden hierbei eindimensional im Kompressionsapparat (Oedometer) konsolidiert und nach Ende der Primärkonsolidation, das durch den vollständigen Abbau des

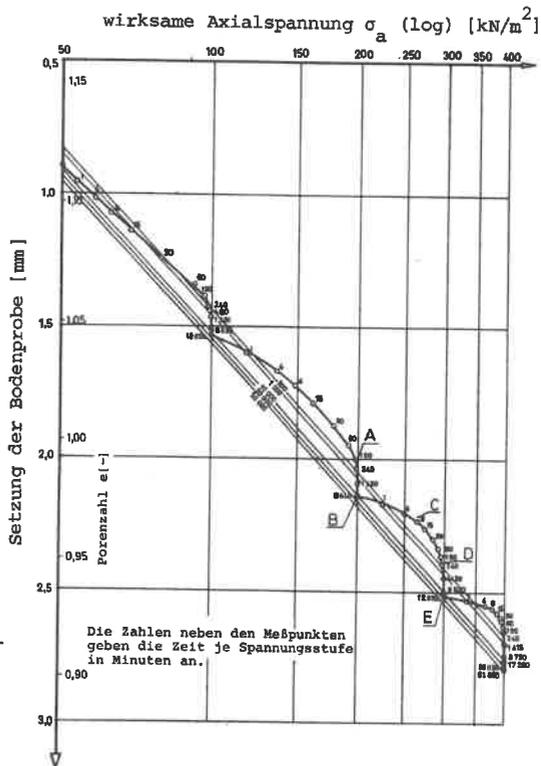


Bild A16: Langzeitversuche im Oedometer mit Seetonproben und Porenwasserdruckmessung (Beispiel: Linie B-E bedeutet Laststufe von 200 auf 300 kN/m²)

Porenwasserüberdrucks gekennzeichnet ist, weiterhin unter derselben Spannung belastet.

Nach Bjerrum [50] ist die Belastungsänderung einer Tonprobe in die folgenden Phasen einzuteilen: Die Strecke AB gibt die Größe der von Bjerrum als verzögert bezeichneten Zusammendrückung (delayed compression) unter der wirksamen Spannung σ_a (A) an. Als wirksame Spannung σ_a wird die auf das Korngerüst wirkende Spannung bezeichnet entsprechend dem Prinzip der effektiven Spannungen $\sigma = \bar{\sigma} - p$. Es ist dabei kein Porenwasserüberdruck mehr vorhanden. Die Bodenprobe befindet sich im Sekundärsetzungsstadium.

Unter einer Spannungsänderung von σ_a (B) nach σ_a (D) verhält sich die Bodenprobe dann so, als sei sie vorkonsolidiert, siehe Strecke BC. Wenn die wirksame Axialspannung den Punkt C (Linie der sofortigen Zusammendrückung, instant compression) erreicht, wird die scheinbare Vorbelastung überschritten. Der infolge der Zusatzspannung $\Delta\sigma_a = \sigma_a$ (D) - σ_a (B) auftretende Porenwasserüberdruck baut sich auf der Kurve BCD vollständig ab.

Die Bodenprobe erfährt vom Punkt D wieder eine verzögerte Zusammendrückung unter der wirksamen Axialspannung σ_a (D).

Der Einfluß der Vorbelastung macht sich demzufolge erst bemerkbar, wenn die Phase AB oder DE erreicht wird, d.h. wenn die Zusatzbelastung über das Ende der Primärkonsolidation hinaus aufrecht erhalten wird.

Im Falle der Plattendruckversuche nach Bild A15 wurde die Vorkonsolidation nach dem Abbau des Porenwasserüberdrucks abgebrochen und die Lastplatte mit konstanter Vorschubgeschwindigkeit abgedrückt. Überträgt man diese Verhältnisse auf Bild A16, so befindet sich der Boden in einem Zustand, der durch den Punkt D gekennzeichnet ist. Eine Erhöhung der Belastung hat zur Folge, daß eine Zustandsänderung, die der Linie BC (Linie der sofortigen Zusammendrückung) der vorangegangenen Laststufe entspricht, eintritt. Damit kann der Effekt einer scheinbaren Vorbelastung durch die verzögerte Zusammendrückung längs der Strecke DE nicht eintreten.

Für praktische Fälle wie beispielsweise die Vorwegnahme von Dammsetzungen durch eine zeitweilige Überschüttung bedeutet dieser Sachverhalt bei Böden mit Sekundärsetzung, daß eine Auflast nur dann von Nutzen sein kann, wenn die Liegezeit größer als die Primärkonsolidationszeit ist.

A5.2 Kraftgesteuerte Versuche

Zur Veranschaulichung der Versuchsergebnisse ist stellvertretend in Bild A17 der kraftgesteuerte Versuch 7601 in einem dreiteiligen Diagramm dargestellt.

Die Diagramme der übrigen Versuche sind der Übersichtlichkeit wegen im Anhang

E1 und E3, Versuchsprotokolle, untergebracht.

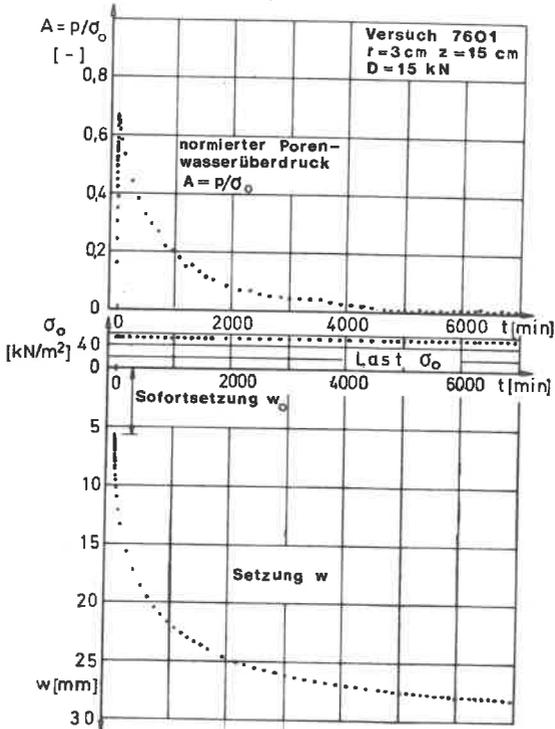


Bild A17: Kraftgesteuerter Plattendruckversuch

Zur Verdeutlichung der Meßergebnisse vor allem im Anfangsstadium des Versuchs sind in der Diagrammform des Bildes A17 nur die Meßpunkte ohne Verbindung zueinander eingetragen.

Im oberen Teil des Diagramms ist das Verhältnis $A = p/\sigma_0$, d.h. der normierte Porenwasserüberdruck dargestellt. Er erreicht in der Position $r = 3 \text{ cm}$ und $z = 15 \text{ cm}$, also etwa in Lastplattenachse in einer Tiefe, die dem halben Plattenradius entspricht, 67 % der gemittelten Sohlnormalspannung $\sigma_0 = D/F$.

Die Konsolidationszeit beträgt 5000 Minuten bzw. 83 Stunden.

Der mittlere Diagrammteil gibt die Größe der Sohlnormalspannung $\sigma_0 = 15/\eta \cdot 0,3^2 = 53,1 \text{ kN/m}^2$ an.

Im unteren Diagrammteil, der die Setzungsmessung beinhaltet, liegt der erste Meßpunkt bei $t = 0 \text{ min}$ und $w_0 = 5,7 \text{ mm}$. Gleichzeitig hat die Sohlnormalspannung ihren Sollwert von $53,1 \text{ kN/m}^2$ erreicht. Der Porenwasserüberdruck, ablesbar aus dem Verhältnis A , steigt auf $p = 0,16 \cdot 53,1 = 8,5 \text{ kN/m}^2$ an und erreicht erst nach einiger Zeit, wenn die Setzungskurve eine sichtliche Krümmung

annimmt, seinen maximalen Wert. Eine vergrößerte Darstellung dieser Messungen ist dem Blatt 9 des Anhangs E3 zu entnehmen.

In der Tabelle A5 sind die Sofortsetzung w_o , die maximale Zeitsetzung w_t und die Gesamtsetzung w_∞ in Abhängigkeit von der Belastung zusammengestellt.

Die einzelnen Werte können den Bildern des Anhangs E3 entommen werden.

Tabelle A5: Setzungsmessungen der kraftgesteuerten Plattendruckversuche

| Versuch Nr. | D | w_o | w_t | w_∞ | w_o/w_o | w_t/w_o |
|-------------|-------|-------|-------|------------|-----------|-----------|
| - | kN | mm | mm | mm | - | - |
| 7505 | 2,12 | 0,3 | 0,48 | 0,78 | 2,6 | 1,6 |
| 7507 | 2,12 | 0,22 | 0,25 | 0,47 | 2,1 | 1,1 |
| 7501 | 3,52 | 1,85 | 3,23 | 5,08 | 2,8 | 1,8 |
| 7508 | 4,23 | 1,67 | 2,47 | 4,14 | 2,5 | 1,5 |
| 7509 | 4,23 | 0,77 | 1,79 | 2,56 | 3,3 | 2,3 |
| 7604 | 3,66 | 0,40 | 0,90 | 1,30 | 3,3 | 2,3 |
| 7604b | 6,25 | 1,3 | 2,4 | 3,7 | 2,9 | 1,9 |
| 7604a | 10,0 | 2,9 | 3,4 | 6,3 | 2,2 | 1,2 |
| 7604c | 12,5 | 4,2 | 9,0 | 13,2 | 3,1 | 2,1 |
| 7601 | 15,0 | 5,7 | 22,6 | 28,3 | 5,0 | 4,0 |
| 7604 | 18,25 | 14,0 | 61,0 | 75,0 | 5,4 | 4,4 |

Die Laststufen der Versuchswerte 76 sind bis in die Nähe der Tragfähigkeit des Seetons 76 herangeführt worden. Eine Belastung über $D = 18,25$ kN hätte zu grose Setzungen erzeugt, so daß die Meß- und Wegbereiche überschritten worden wären.

In Bild A18 sind die Werte der Sofortsetzung und der Gesamtsetzung der Versuche

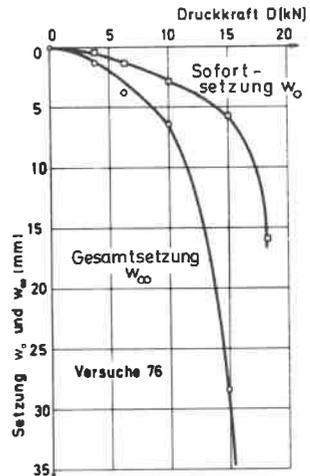


Bild A18: Sofort- und Gesamtsetzung der kraftgesteuerten Plattendruckversuche 76

76 aus der Tabelle A5 über der Belastung aufgetragen. Dabei zeigt sich eine starke Krümmung der beiden Kurven im höheren Lastbereich, wo die Setzungsanteile stark zunehmen.

In Bild A19 ist das Verhältnis von Gesamtsetzung zu Sofortsetzung w_{∞}/w_0 aufgetragen. Dieses Verhältnis liegt für die Versuche 75 zwischen 2,1 und 3,3. Läßt man die beiden höchsten Laststufen der Versuche 76 außer Acht, so liegt dasselbe Verhältnis für die Versuche 76 in guter Übereinstimmung zwischen 2,2 und 3,3. Berücksichtigt man jedoch die beiden höchsten Laststufen, so schwankt das Verhältnis zwischen 2,2 und 5,4.

Das durchschnittliche Verhältnis von Gesamtsetzung zu Sofortsetzung beträgt 2,7 (Versuche 75) und 3,6 (Versuche 76) bei Berücksichtigung aller Laststufen.

| | elastisch | viskoelastisch |
|----------------------------|---------------------------------|--|
| $\frac{w_{\infty}^*}{w_0}$ | $= 2(1-\nu) = 1 \text{ bis } 2$ | $= 2(1-\nu)\left(1+\frac{\bar{c}}{\bar{c}'}\right) \geq 1$ |

* aus Gl.C1.12,13

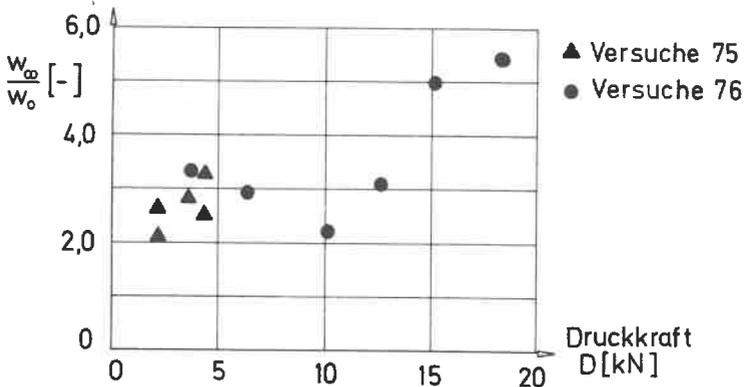


Bild A19: Verhältnis von Gesamtsetzung zu Sofortsetzung

In jedem der gemessenen Fälle - dies sei hier vorweggenommen - ist das Verhältnis der Setzungen w_{∞}/w_0 größer als das nach der linearelastischen Stofftheorie errechnete. Wie im Abschnitt C2 dargelegt wird, kann das Verhältnis w_{∞}/w_0 maximal 2,0 erreichen. Dieser Wert ist jedoch fiktiver Art, weil hierbei die Querdehnzahl $\nu = 0$ gesetzt wurde. Für $\nu = 0,25$ ist das theoretische Verhältnis $w_{\infty}/w_0 = 1,5$, also immer noch wesentlich kleiner als der mittlere, gemessene Wert von 2,7 bzw. 3,6. Das viskoelastische (Zener-) Stoffmodell liefert ein Verhältnis $w_{\infty}/w_0 \geq 1,0$ und gibt somit die Möglichkeit, durch eine Variation insbesondere der Federsteifigkeiten \bar{c} und \bar{c}' die theoretische Sofortsetzung an die

Meßwerte anzugleichen. In den Bildern A20a und b sind die Drucksetzungslinien der verschiebungs- und kraftgesteuerten Versuche für den Seeton 75 und 76 dargestellt. Die Werte für die kraftgesteuerte Variante sind aus den verfügbaren Laststufen der einzelnen Versuche zusammengestellt, wobei als Setzung die Gesamtsetzung w_{∞} ($p = 0$) aufgetragen wurde. In diesen Bildern wird sozusagen der dränierete (kraftgesteuerte) Versuch mit dem undrännierten (verschiebungsgesteuerten) Versuch verglichen. Es zeigt sich deutlich, daß mit größerer Vorschubgeschwindigkeit die Belastung steigt und der kraftgesteuerte Versuch die niedrigere Belastung ergibt.

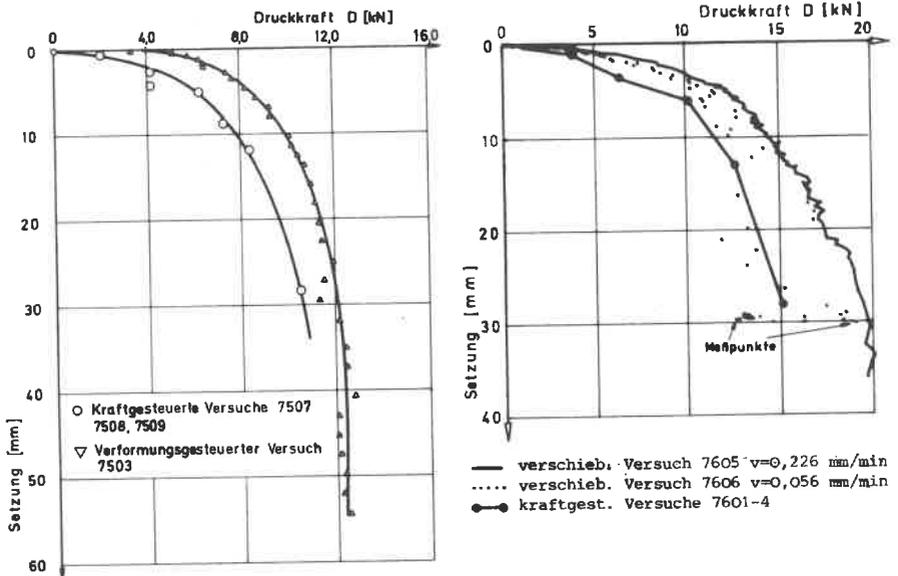


Bild A20a und b: Vergleich der Lastsetzungskurven der kraft- und verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuche

Die Streuungen der Kraftmeßwerte des Versuchs 7606 (Bild A20b) im Bereich von 30 mm Setzung sind auf die Empfindlichkeit des verschiebungsgesteuerten Belastungssystems gegenüber geringen Horizontallasten insbesondere bei der niedrigsten Vorschubgeschwindigkeit $v = 0,056$ mm/min zurückzuführen.

Im fortgeschrittenen Versuchsstadium wird nämlich das Druckstück mehr am oberen Ende geführt (siehe Bild A8b), so daß eine Schrägstellung des Druckstücks eine Horizontalkraft auf die Lastplatte bewirkt, die wiederum eine Verkantung der Lastplatte zur Folge hat. Diese Verkantung wird von den drei Wegaufnehmern registriert und als Istwert in den hart abgestimmten Regelkreis eingespeist.

Die Wegdifferenz zum eingestellten Sollwert wird durch ein Vor- oder Nachgehen des Hydraulikkolbens reguliert und bewirkt die Schwankungen der Kraftmeßwerte. Zur Ausschaltung dieser Streuungen müßte eine noch genauere, aufwendigere Druckstückführung vorgesehen und die Elastizität der Führung konstruktiv noch stärker eingeschränkt werden.

B DIE THEORIE DES VERSCHIEBUNGSGESTEUERTEN PLATTENDRUCKVERSUCHS

B1 Randbedingungen

Die im Abschnitt A5.1 dargestellten, verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuche werden nun einer analytischen Betrachtung unterzogen.

Die Mächtigkeit und Homogenität der untersuchten Seetonschicht läßt die Vereinfachung der Baustellensituation dergestalt zu, daß die Lastplatte auf einem homogenen, isotropen Halbraum aufliegend gedacht wird. Der Halbraum bestehe aus wassergesättigtem, bindigem Boden, für den die folgenden Voraussetzungen gelten sollen:

- die Poren des Bodens sind ständig vollkommen mit Wasser gefüllt (Sättigungsgrad $S_r = 1,0$);
- das Wasser und das Korn sind inkompressibel, das Korngerüst ist kompressibel;
- es gelte das Darcy'sche Filtergesetz, das den Vektor der Filtergeschwindigkeit proportional dem Druckgradienten setzt;
- die Oberfläche des Halbraums ist aufgrund der gut dränierenden Sandschicht unter der Lastplatte überall durchlässig.

Weiterhin sei die Lastfläche entsprechend den Voraussetzungen der verwendeten Konsolidationstheorien [9,19] schubspannungsfrei. Die kreisförmige Lastplatte mit dem Durchmesser $2b$ soll, wie Bild B1 zeigt, mit der Geschwindigkeit $v = \frac{dw}{dt} = \text{const}$ in den Halbraum eingedrückt werden. Die dabei aufzubringende Kraft $D(t)$ auf die Lastplatte und die entstehenden Porenwasserüberdrücke $p(r,z,t)$ im Boden sollen ermittelt werden.

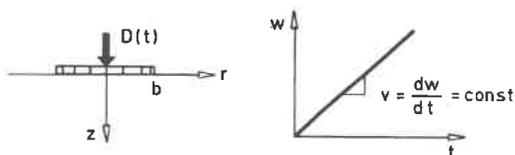


Bild B1: Verschiebung w der Lastplatte

Anhand von Bild B2 werden zunächst die speziellen Randbedingungen, die das verschiebungsgesteuerte Problem kennzeichnen, erläutert:

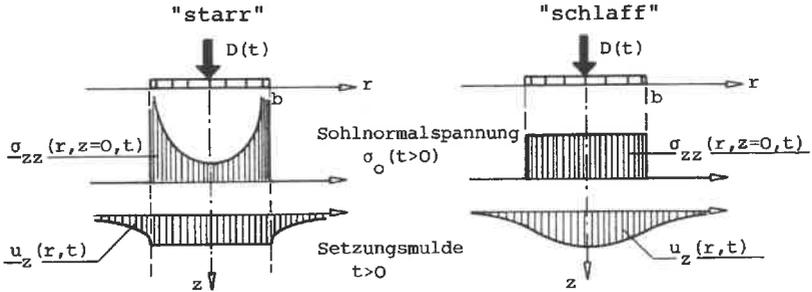


Bild B2: Randbedingungen des verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuchs

Die Randbedingungen lauten für die starre Lastplatte:

$$\begin{aligned}
 u_z(r, z=0, t) &= w(t) = v \cdot t \quad \text{für } r \leq b & \sigma_{zz}(r, z=0, t) &= 0 \quad \text{für } r > b \\
 p(r, z=0, t) &= 0 \quad \dots \quad \text{für } r \geq 0 \\
 \sigma_{zr}(r, z=0, t) &= \sigma_{r\varphi}(r, z=0, t) = 0 \quad \text{für } r \geq 0.
 \end{aligned}$$

Im Fall der starren Lastplatte muß für den oberen Rand des Halbraums eine gemischte Randbedingung eingeführt werden; innerhalb der Lastfläche ($r \leq b$) ist die Verschiebung u_z der Lastplatte bekannt (siehe Bild B1), außerhalb der Lastfläche ist die Normalspannung an der Oberfläche σ_{zz} gleich Null.

Die Randbedingungen lauten für die schlaffe Lastplatte:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{zz}(r, z=0, t) &= -\sigma_0(t) \dots \quad \text{für } r \leq b & \sigma_{zz} &= 0 \quad \dots \quad \text{für } r > b \\
 u_z(r, z=0, t) &= v \cdot t \quad \dots \quad \text{für } r = 0 \\
 p(r, z=0, t) &= 0 \quad \dots \quad \text{für } r \geq 0 \\
 \sigma_{zr}(r, z=0, t) &= \sigma_{r\varphi}(r, z=0, t) = 0 \quad \text{für } r \geq 0.
 \end{aligned}$$

Im Falle einer Verschiebungssteuerung ist

$$u_z(r=0, z=0, t) = v \cdot t$$

vorgeschrieben und der zeitliche Verlauf $\sigma_0(t)$ unbekannt.

Bei der schlaffen Lastplatte ist demnach die Verschiebung der Halbraumoberfläche nur an der Stelle $r = 0$, d.h. unter der Mitte des Druckstempels, bekannt. Die Form der Setzungsmulde hingegen ist unbekannt. Die Lastverteilung

unter der schlaffen Lastplatte wird annähernd als konstante Verteilung der Kontaktspannung σ_{zz} über der Sohlfläche angenommen.

Normalkonsolidierte Tone neigen aufgrund ihrer außerordentlich geringen Festigkeitseigenschaften schon bei geringen Beanspruchungen zum Fließen. Es ist deshalb sehr unwahrscheinlich, daß sich in der Kontaktfläche eine der starren Lastplatte entsprechende Sohlnormalspannungsverteilung mit ausgeprägten Randspannungsspitzen ausbildet. Die tatsächliche Sohlnormalspannung wird sich zwischen den beiden Extremfällen "starr" und "schlaff" ausbilden und bei höheren Druckbelastungen durch weitergehende Spannungsumlagerungen zur Mitte hin eher dem Fall der schlaffen Lastplatte angleichen.

Es ist außerdem von mehreren Autoren (s.a. |9|) nachgewiesen, daß kein signifikanter Unterschied besteht zwischen den Setzungen der starren und der schlaffen Lastplatte.

Es sei daher für den Fortgang der theoretischen Untersuchungen die Entscheidung, welche Steifigkeit der Lastplatte zugrundegelegt wird, von den Voraussetzungen der benutzten theoretischen Lösung abhängig gemacht.

Das Problem des starren, in den Halbraum eingedrückten Fundaments wurde von mehreren Autoren |20,21,22,24| analytisch untersucht. Szefer und Gaszynski |24| behandelten den axialsymmetrischen Fall des mit konstanter Kraft belasteten, zylindrischen Druckstempels in einem konsolidierenden, viskoelastischen Medium. Die Einarbeitung der gemischten Spannungs- und Verschiebungsrandbedingung für den oberen Rand des Halbraums führt auf duale Integralgleichungen.

Die Verfasser geben als Lösung außer der Kontaktspannung die - noch Laplace transformierte - Gleichung für die Setzung des Druckstempels (bei konstanter Belastung) an. Die numerische Auswertung der Lösungsgleichung wurde von den Autoren für den Fall des rein elastischen Korngerüsts vorgenommen.

Die Einarbeitung der Randbedingungen der verschiebungsgesteuerten Lastplatte führt auf Laplace transformierte Lösungen, deren weitere Auswertung nur auf numerischem Weg, beispielsweise mit dem Inversionsverfahren von Dubner und Abate |35| möglich ist. Die Auswertung von in situ Messungen ist damit an ein Rechnerprogramm und entsprechende apparative Ausstattung gebunden.

Im Hinblick auf eine praktikable Auswertung des verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuchs wird daher im folgenden Abschnitt gezeigt, daß das Problem der schlaffen, verschiebungsgesteuerten Lastplatte weitgehend analytisch gelöst werden kann.

B2 Ableitung der Lösung für die schlaffe Lastplatte

B2.1 Viskoelastisches Korngerüstverhalten (Zener-Modell)

Für das Korngerüst des zu untersuchenden Bodens soll die Beziehung zwischen dem Deviator des Spannungs- und Verzerrungstensors dem Verhalten des Zener-Modells entsprechen. Die Bezeichnung Zener-Modell ist nicht richtig, weil Poynting und Thomson [30] zuerst dieses mechanische Modell zur Darstellung rheologischen Verhaltens benutzten. Bei Zener selbst wird dieses Modell "standard linear solid" genannt. Zur Herstellung des notwendigen Bezugs zur Arbeit von Garbsch [19] wird jedoch unter Hinweis auf die oben genannte Literatur die Bezeichnung Zener-Modell beibehalten.

Der Kompressionsmodul des betrachteten Korngerüsts wird als konstant betrachtet.

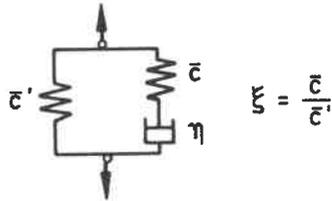


Bild B3: Zener Modell

Entsprechend den Ausführungen von Bufler und Mertens [27] erhält man mit diesem Modell die folgenden Zeitoperatoren:

$$\tilde{\nu}_E = \frac{\alpha \cdot \partial + \beta}{\gamma \cdot \partial + 1} \quad \text{mit} \quad \partial = \frac{\partial}{\partial t} \quad (\text{B2.1.1})$$

$$\tilde{\nu} = \frac{\delta \cdot \partial + 1}{\gamma \cdot \partial + 1} \quad (\text{B2.1.2})$$

$$\text{mit} \quad \alpha = E(1 + \bar{c}/c') \cdot \frac{\eta}{c} \quad [\text{kNs/m}^2]$$

$$\beta = E \quad [\text{kN/m}^2]$$

$$\gamma = \left(1 + \frac{1-2\nu}{3} \cdot \frac{\bar{c}}{c'}\right) \cdot \frac{\eta}{c} \quad [\text{s}] \quad (\text{B2.1.3, 4, 5, 6})$$

$$\delta = \left(\nu - \frac{1-2\nu}{3} \cdot \frac{\bar{c}}{c'}\right) \cdot \frac{\eta}{c} \quad [\text{s}]$$

Nach Garbsch [19] kann gezeigt werden, daß für $t \rightarrow 0$ $\tilde{E} \rightarrow \frac{\alpha}{\gamma}$ und $\tilde{\nu} \rightarrow \frac{\delta}{\gamma}$ und daß für $t \rightarrow \infty$ $\tilde{E} \rightarrow E$ und $\tilde{\nu} \rightarrow \nu$ geht.

Außerdem ist $\tilde{\nu}/(1-2\tilde{\nu}) = E/(1-2\nu)$, d.h. die dem Kompressionsmodul proportionale Größe ist unabhängig von der Zeit.

Die Anfangs- und Randbedingungen lauten (bezüglich B2.1.7 siehe Heinrich und Desoyer 191):

$$t = 0 \quad \dots \quad \varepsilon = 0 \quad (B2.1.7)$$

$$z = 0 \quad \dots \quad p(r, z=0, t) = 0 \quad (\text{durchlässige Oberfläche}) \quad (B2.1.8)$$

$$z = 0 \quad \dots \quad \sigma_{rz}(r, z=0, t) = 0 \quad (\text{Schubspannungsfreie Oberfläche}) \quad (B2.1.9)$$

$$\dots \quad \sigma_{z\varphi}(z=0, \varphi, t) = 0 \quad (\text{Oberfläche})$$

$$r=z = 0 \quad \dots \quad u_z(r=0, z=0, t) = v \cdot t \quad (\text{eingeprägte Verschiebung des Druckstempels}) \quad (B2.1.10)$$

Außerdem gilt noch die Bedingung für die schlaffe Lastverteilung:

$$z = 0 \quad \dots \quad \sigma_{zz}(r, z=0, t) = \begin{cases} -\sigma_0(t) & \text{für } r \leq b \\ 0 & \text{für } r > b \end{cases} \quad (B2.1.11)$$

Damit ist zwar das Profil der Normalspannung an der Oberfläche vorgegeben, nicht jedoch die Größe, weil die Sohlnormalspannung $\sigma_0(t)$ eine noch unbekannte Funktion der Zeit darstellt.

Die Durchlässigkeit der Oberfläche des Halbraums wurde bei den Versuchen durch eine etwa 5 mm dicke, dränierende Ausgleichsschicht aus Sand unter der Lastplatte gewährleistet.

Im vorliegenden Randwertproblem muß von der Übertragungsgleichung 6.29 von Garbsch [19] ausgegangen werden. Diese Beziehung verknüpft mit einer Übertragungsmatrix (Gl. 6.28 in [19]) den oberen mit dem unteren Zustandsvektor einer Bodenschicht.

Zur Berechnung der Sohlnormalspannung σ_0 an der Oberfläche darf auf die Gleichung 7.43 von Garbsch [19] zurückgegriffen werden.

$$\bar{u}_z(z=0) = \frac{1+\tilde{\nu}}{\lambda \cdot \tilde{E}} \frac{1 + \sqrt{1+\hat{\delta}}}{\hat{\nu} + \sqrt{1+\hat{\delta}}} \cdot \bar{\sigma}_{zz}(z=0) \quad (B2.1.12)$$

$$\text{mit} \quad \hat{\nu} = \frac{\tilde{\nu}}{1 - \tilde{\nu}} \quad (B2.1.13)$$

$$\text{und} \quad \hat{\delta} = \frac{\gamma_w}{k} \cdot \frac{(1+\tilde{\nu})(1-2\tilde{\nu})}{\tilde{E} \cdot \lambda^2 (1-\tilde{\nu})} \cdot \partial \quad (B2.1.14)$$

Das Profil der Sohlnormalspannung unter der Lastplatte muß zuerst Laplace- und Hankel-transformiert werden.

$$\tilde{\sigma}_{zz} = \begin{cases} -\tilde{\sigma}_0(s) & \text{für } r \leq b \\ 0 & \text{für } r > b \end{cases} \quad (B2.1.15)$$

$$\tilde{\sigma}_{zz} = \int_0^{\infty} \tilde{\sigma}_{zz} \cdot r \cdot J_0(\lambda r) dr \quad (\text{B2.1.16})$$

$$\tilde{\sigma}_{zz} = - \int_0^b \tilde{\sigma}_0(s) \cdot r \cdot J_0(\lambda r) dr \quad (\text{B2.1.17})$$

$$\tilde{\sigma}_{zz} = - \tilde{\sigma}_0(s) \cdot \frac{b}{\lambda} \cdot J_1(\lambda b) \quad (\text{B2.1.18})$$

Nach Einsetzen der Bedingung B2.1.18, die in Hankel-transformierter Form

$$\tilde{\sigma}_{zz}(z=0) = - \tilde{\sigma}_0(t) \cdot \frac{b}{\lambda} \cdot J_1(\lambda b) \quad (\text{B2.1.19})$$

lautet, und Hankel-Inversion ergibt sich für die Gleichung B2.1.12:

$$u_z(z=0) = \left[b \int_0^{\infty} \frac{1 + \sqrt{1+\delta}}{\delta + \sqrt{1+\delta}} \cdot \frac{1+\tilde{\nu}}{\lambda \cdot \tilde{E}} \cdot J_0(r\lambda) \cdot J_1(b\lambda) \cdot d\lambda \right] \cdot \tilde{\sigma}_0(t) \quad \text{B2.1.20}$$

Es kann nun für die Verschiebung der Halbraumoberfläche an der Stelle $r=z=0$ die eingeprägte Verschiebung des Druckstempels (Randbedingung B2.1.10) eingesetzt und nach der Laplace-Transformation nach der unbekanntem Sohlnormalspannung $\tilde{\sigma}_0$ aufgelöst werden.

Die Randbedingung B2.1.10 stellt sich in der Form (siehe Bild B1)

$$u_z(r=z=0) = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ v \cdot t & \text{für } t \geq 0 \end{cases} \quad (\text{B2.1.21})$$

dar. Da somit zur Zeit $t < 0+$ alle Größen verschwinden, darf die einseitige Laplace-Transformation angewandt werden. Es gelten dann die folgenden Korrespondenzen (s.z.B. Doetsch [331]):

$$L[\delta] = s; \quad L[u_z(z=r=0)] = \frac{v}{s^2} \quad (\text{B2.1.22,23})$$

Mit der Abkürzung

$$\sqrt{\nu} = \sqrt{1 + \frac{(1-2\nu)(1+\nu) \cdot \gamma_w \cdot \bar{c}}{(1-\nu)k \cdot E \cdot \lambda^2 \cdot \eta} \cdot \frac{(\frac{\eta}{c} \cdot s+1) \frac{\eta}{c} \cdot s}{(1 + \frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{2}{3} \xi) \frac{\eta}{c} s + 1}} \quad (\text{B2.1.24})$$

ergibt sich für die Laplace-transformierte Sohlnormalspannung:

$$\tilde{\sigma}_0(s) = \frac{v \cdot E}{(1+\nu) \cdot b \cdot s^2} \cdot \frac{1}{\int_0^{\infty} \frac{\frac{\eta}{c} \cdot s+1}{(1+\xi) \frac{\eta}{c} \cdot s+1} \cdot \frac{1 + \sqrt{\nu}}{v \left[\left(1 - \frac{1-2\nu}{\nu} \cdot \frac{1}{3} \xi\right) \frac{\eta}{c} \cdot s+1 \right]} \cdot \frac{J_1(\lambda b)}{\lambda} d\lambda} \cdot \frac{J_1(\lambda b)}{\lambda} d\lambda \quad (\text{B2.1.25})$$

Mit den dimensionslosen Größen

$$s^* = \frac{\eta}{c} \cdot s \quad \text{bzw.} \quad t^* = \frac{\bar{c}}{\eta} \cdot t; \quad b^* = \frac{b}{\sqrt{a^*}}; \quad \lambda^* = \lambda \cdot \sqrt{a^*} \quad (\text{B2.1.26})$$

$$\text{und dem Ausdruck} \quad a^* = \frac{(1-\nu) \cdot k \cdot E \cdot \eta}{(1-2\nu)(1+\nu) \cdot \gamma_w \cdot \bar{c}} \quad [\text{m}^2] \quad (\text{B2.1.27})$$

lautet die Lösung für die Sohlnormalspannung:

$$\sigma_0(t) = \frac{v \cdot E \cdot \eta}{(1+v) \cdot b \cdot \bar{c}} \cdot L^{-1} \left[\frac{1}{\int_0^{\infty} \frac{s^{*2} (s^{*}+1)}{(1+\xi) s^{*}+1} \cdot \frac{1 + \sqrt{1 - \frac{1-2\nu}{v} \cdot \frac{1}{3} \xi}}{v \left[\left(1 - \frac{1-2\nu}{v} \cdot \frac{1}{3} \xi\right) s^{*}+1 \right]} \cdot \frac{J_1(b^* \lambda^*)}{\lambda^*} d\lambda^*} \right]$$

mit der Abkürzung

$$\sqrt{\xi} = \sqrt{1 + \frac{1}{\lambda^{*2}} \frac{s^{*} (s^{*}+1)}{\left(1 - \frac{1-2\nu}{v} \cdot \frac{2}{3} \xi\right) \cdot s^{*}+1}} \quad (B2.1.28)$$

$$(B2.1.29)$$

Zur Herleitung der Formel B2.1.28 wurde die Vertauschbarkeit des Grenzübergangs $r \rightarrow 0$ mit der Laplace Transformation vorausgesetzt (Beweis: siehe Heinrich und Desoyer 191).

Die gesuchte Druckkraft auf die Lastplatte ergibt sich aus

$$D(t) = \eta \cdot b^2 \cdot \sigma_0(t) \quad (B2.1.30)$$

Entsprechend der Beziehung (siehe Luikov 1371)

$$D(t \rightarrow \infty) = \lim_{s \rightarrow 0} s \cdot \hat{D}(s) \quad \text{mit } D(t=0+) = 0 \quad (B2.1.31)$$

ergibt eine Betrachtung der Größenordnung, daß $D(t \rightarrow \infty) \rightarrow \infty$ geht, und der Druckkraftverlauf für große Zeiten keinen asymptotischen Grenzwert annimmt.

Die weitere Diskussion der Lösungsgleichung B2.1.28 bzw. B2.1.30 für den Druckkraftverlauf wird daher anhand der ersten Ableitung nach der Zeit fortgeführt. Die Steigung α_D der Druckkraftkurve zur Zeit $t = 0+$ und für $t \rightarrow \infty$ ergibt sich mit 1371:

$$\hat{\alpha}_D(s) = s \cdot \hat{D}(s) \quad (B2.1.32)$$

aus den Gleichungen

$$\alpha_{D0}(t=0+) = \lim_{s \rightarrow 0} \{s \cdot (s \cdot \hat{D}(s))\} \quad (B2.1.32)$$

$$\alpha_{D\infty}(t \rightarrow \infty) = \lim_{s \rightarrow 0} \{s \cdot (s \cdot \hat{D}(s))\} \quad (B2.1.34)$$

Führt man die Grenzübergänge $s \rightarrow 0$ und $s \rightarrow \infty$ aus, so folgt mit einigen Umformungen (siehe Anhang E 4.1):

$$\alpha_{D0}(t=0+) = \frac{\eta \cdot b \cdot v \cdot E}{(1+v)} \cdot \left(1 + \frac{\bar{c}}{c}\right) \quad \left[\frac{\text{kN}}{\text{s}}\right] \quad (B2.1.35)$$

$$\alpha_{D\infty}(t \rightarrow \infty) = \frac{\eta \cdot b \cdot v \cdot E}{2(1+v)(1-\nu)} \quad \left[\frac{\text{kN}}{\text{s}}\right] \quad (B2.1.36)$$

Mit $\bar{c} = 0$ kann die Gleichung B2.1.35 für die Anfangssteigung der Druckkraft zur Zeit $t = 0+$ auf den Fall des linearelastischen Korngerüsts zurückgeführt werden.

$$\alpha_{Do}(t=0+) = \frac{\eta \cdot b \cdot v \cdot E}{(1+v)} \quad (\text{linearelastisches Korngerüst}). \quad (\text{B2.1.37})$$

Die Gleichung B2.1.36 für die Steigung der Druckkraftkurve zur Zeit $t \rightarrow \infty$ (große Versuchszeiten) gilt auch für das rein elastische Korngerüst, weil für $t \rightarrow \infty$ die Dämpfung des Zener-Modells abgeklungen ist und dann elastisches Stoffverhalten vorliegt.

Für die numerische Berechnung der Gleichung B2.1.28 ist es zweckmäßig, einen weiteren dimensionslosen Transformationsparameter zu benutzen.

$$\lambda_1 = b \cdot \lambda \quad (\text{B2.1.38})$$

Damit lautet die Gleichung für die gesuchte Druckkraft

$$D(t) = \frac{\pi \cdot b \cdot v \cdot E \cdot \eta}{(1+v) \cdot \bar{c}} \cdot L^{-1} \left[\int_0^{\infty} \frac{1}{s^{*2} (s^* + 1)} \cdot \frac{1 + \sqrt{\cdot}}{(1+\xi)s^* + 1} \cdot \frac{1 + \sqrt{\cdot}}{v \left[\left(1 - \frac{1-2v}{v} \cdot \frac{1}{3} \xi\right) s^* + 1 \right]} \cdot \frac{J_1(\lambda_1)}{\lambda_1} d\lambda_1 \right] \quad (\text{B2.1.39})$$

mit der Abkürzung

$$\sqrt{\cdot} = \sqrt{1 + \frac{b^2 \cdot s^* (s^* + 1)}{\lambda_1^2 \left(1 + \frac{1-2v}{1-v} \cdot \frac{2}{3} \xi\right) s^* + 1}} \quad (\text{B2.1.40})$$

Die Versuchszeit ergibt sich aus

$$t = \frac{\eta}{\bar{c}} \cdot t^* \quad (\text{B2.1.41})$$

Die numerische Berechnung der Gleichung B2.1.39 für die Druckkraft $D(t)$ erfolgt mit Hilfe des Computerprogramms "ZENV", das im Anhang dargestellt ist. Die Laplace-Inversion wird nach dem Verfahren von Dubner und Abate [35] vorgenommen. Die Genauigkeit der mit diesem Verfahren gewonnenen Ergebnisse kann durch Parameter gesteuert werden. Die Hankel-Inversion besteht aus der Integration über dem Transformationsparameter λ_1 .

Als weitere Meßgröße interessiert der durch das Verschieben der Lastplatte entstehende Porenwasserüberdruck.

Nach Garbsch läßt sich der Porenwasserüberdruck für das lastkonstante Problem ($\sigma_o = \text{const}$) aus der Beziehung (Gl. 7.49 in [19])

$$\bar{p}(\lambda, z, t) = - \frac{1 + \sqrt{1 + \hat{\delta}}}{\hat{v} + \sqrt{1 + \hat{\delta}}} \cdot \left[e^{-\sqrt{1 + \hat{\delta}} \cdot |\lambda|z} - e^{-|\lambda|z} \right] \cdot \bar{\sigma}_{zz}(z=0) \quad (\text{B2.1.42})$$

berechnen, wobei der Ausdruck σ_{zz} ($z=0$) die Belastungsfunktion der Lastplatte darstellt.

Unter Berücksichtigung der Gleichung B2.1.19 ergibt sich der Porenwasserüberdruck durch Einsetzen der Lösung B2.1.28 für die Last-Zeitfunktion der verschiebungsgesteuerten Lastplatte in die Gleichung B2.1.42.

Nach wenigen Umformungen lautet dann die Lösung für den Porenwasserüberdruck bei konstanter Verschiebungsgeschwindigkeit der Lastplatte:

$$p(r, z, t) = - \frac{(1-2\nu)\gamma_w \cdot v \cdot a^*}{(1-\nu) \cdot b^* \cdot k} L^{-1} \left[\int_0^\infty \frac{f(s^*)}{(1+\xi)s^*+1} \cdot \frac{1 + \sqrt{\gamma/\lambda}}{1 - \frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{1}{3} \cdot \xi s^* + 1} \cdot \left[e^{-\sqrt{\lambda} \lambda_1 t \frac{z}{b}} - e^{-\lambda_1 \cdot \frac{z}{b}} \right] \cdot \frac{v}{1-\nu} \frac{(1-2\nu) \frac{1}{3} \cdot \xi s^* + 1}{(1+\frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{2}{3} \cdot \xi) s^* + 1} + \sqrt{\gamma/\lambda} \right] \cdot x \right. \\ \left. \int_0^\infty \frac{f(s^*)}{(1+\xi)s^*+1} \cdot \frac{1 + \sqrt{\gamma/\lambda}}{1 - \frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{1}{3} \cdot \xi s^* + 1} \cdot \frac{v}{1-\nu} \frac{(1-2\nu) \frac{2}{3} \cdot \xi s^* + 1}{(1+\frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{2}{3} \cdot \xi) s^* + 1} + \sqrt{\gamma/\lambda} \right] \cdot x \left[\begin{array}{l} \bullet \int_0^{\frac{r}{b}} \lambda_1 \cdot J_1(\lambda_1) \\ \bullet \int_1^{\lambda_1} \frac{1}{\lambda_1} d\lambda_1 \end{array} \right] \quad (B2.1.43)$$

mit

$$\sqrt{\gamma/\lambda} = \sqrt{1 + \frac{b^{*2} \cdot s^* (s^* + 1)}{\lambda_1^2 (1 + \frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{2}{3} \xi) s^* + 1}} \quad (B2.1.44)$$

Die Versuchszeit ergibt sich aus der Gleichung B2.1.41.

Die Berechnung des Porenwasserüberdrucks ist an dieser Stelle nicht notwendig, weil der für die Auswertung der Meßergebnisse interessante Plateauwert des Porenwasserüberdrucks bei großen Versuchszeiten eintritt ($t \rightarrow \infty$) und die Dämpfung des Zener-Modells, die durch die Dämpfungskonstante η beschrieben wird, dann abgeklungen ist. Nach Ausschaltung der Dämpfung für $t \rightarrow \infty$ wird die Beziehung zwischen dem Deviator des Spannungs- und des Verzerrungstensors durch die Feder \bar{c}' dargestellt und ist daher linear, so daß rein elastisches Korngerüstverhalten eintritt. Der im Abschnitt B2.2 unter Voraussetzung eines linear-elastischen Korngerüsts gerechnete Porenwasserüberdruck-Plateauwert p_{∞} gilt daher auch für das viskoelastische Korngerüst entsprechend dem Zener-Modell.

B2.2 Linear elastisches Korngerüstverhalten

In diesem Abschnitt wird das verschiebungsgesteuerte Lastplattenproblem unter der Annahme des elastischen Korngerüsts untersucht.

Zur Berechnung der Druckkraft genügt es, die bereits abgeleitete viskoelastische Lösung durch Ausschalten des Dämpfers auf den rein elastischen Fall zu reduzieren.

Hierzu wird in der Gleichung B2.1.39 das Verhältnis der Federsteifigkeiten

$$\xi = \frac{\bar{c}}{c'} = 0 \quad (\text{B2.2.1})$$

gesetzt.

Nach Einführen neuer dimensionsloser Größen

$$s^* = \chi \cdot b^2 \cdot s \quad \text{bzw.} \quad t^* = \frac{t}{\chi \cdot b^2} \quad \text{und} \quad \lambda_1 = b \cdot \lambda \quad (\text{B2.2.2})$$

und mit

$$\chi = \frac{(1+\nu)(1-2\nu) \cdot \gamma_w}{(1-\nu) \cdot k \cdot E} \quad \left[\frac{s}{m^2} \right] \quad (\text{B2.2.3})$$

ergibt sich nach einigen Zwischenschritten die Lösung für die Druckkraft bei elastischem Korngerüst:

$$D(t) = \frac{\pi(1-2\nu)^2 \cdot \gamma_w \cdot v \cdot b^3}{(1-\nu)^2 \cdot k} \cdot L^{-1} \left[\frac{1}{\int_0^\infty \frac{s^{*3} \cdot J_1(\lambda_1)}{\lambda_1 \left[\lambda_1^2 - \lambda_1 \sqrt{\lambda_1^2 + s^*} + \frac{1-\nu}{1-2\nu} \cdot s^* \right]} d\lambda_1} \right] \quad (\text{B2.2.4})$$

Eine weitere Diskussion der Druckkraftkurve ohne eine numerische Berechnung der Gleichung B2.2.4 ist anhand der Steigungen der Druckkraft für kleine und große Zeiten möglich. Die Anfangs- bzw. Endsteigung der elastischen Druckkraftkurve

$$\alpha_{D0}(t=0+) = \frac{\pi \cdot b \cdot v \cdot E}{(1+\nu)} \quad (\text{B2.2.5})$$

$$\alpha_{D\infty}(t \rightarrow \infty) = \frac{\pi \cdot b \cdot v \cdot E}{2(1+\nu)(1-\nu)} \quad (\text{B2.2.6})$$

wurde bereits im vorhergehenden Abschnitt (s. Gl. B2.1.37,36) ermittelt. Die Druckkraftkurve beginnt mit der Steigung α_{D0} und erfährt dann eine Krümmung bis sie die kleinere Endsteigung $\alpha_{D\infty}$ erreicht hat. Das Verhältnis von Anfangs- zu Endsteigung ist nur von der Querdehnzahl ν abhängig; für $\nu = 0,2$ ergibt sich beispielsweise

$$\alpha_{D0} = 1,6 \cdot \alpha_{D\infty} .$$

Zur Berechnung des Porenwasserüberdrucks beim elastischen Korngerüst wird in der gleichen Weise wie bei der Druckkraft die Dämpfung η ausgeschaltet, indem in der Gleichung B2.1.43 das Verhältnis $\xi = 0$ gesetzt wird. Nach einigen algebraischen Umformungen ergibt sich hieraus die noch dimensionsbehaftete Gleichung für den Porenwasserüberdruck des elastischen Korngerüsts:

$$\check{p}(s) = \frac{E \cdot v}{(1+v)} \cdot \frac{1}{s^2} \int_0^\infty \frac{(e^{-\sqrt{\lambda^2 + \kappa s} \cdot z} - e^{-|\lambda|z}) \cdot J_0(r\lambda) \cdot J_1(b\lambda)}{\left[\frac{\lambda^2 - \lambda\sqrt{\lambda^2 + \kappa s}}{\kappa s} + \frac{1-v}{1-2\nu} \right]} d\lambda \cdot \int_0^\infty \frac{J_1(b\lambda)}{\lambda \left[\frac{\lambda^2 - \lambda\sqrt{\lambda^2 + \kappa s}}{\kappa s} + \frac{1-v}{1-2\nu} \right]} d\lambda \quad (B2.2.8)$$

Es soll nun geklärt werden, ob der Porenwasserüberdruck für $t \rightarrow \infty$ den experimentell beobachteten Plateauwert $p_\infty = \text{const}$ annimmt. Strebt der Porenwasserüberdruck für $t \rightarrow \infty$ asymptotisch einem Grenzwert zu, so gilt beispielsweise nach [37]

$$p_\infty = \lim_{s \rightarrow 0} (s \cdot \check{p}(s)) \quad (B2.2.9)$$

Da bei der Ausführung des Grenzübergangs $s \rightarrow 0$ die Gleichung B2.2.8 bzw. 9 die Form $\frac{0}{0}$ annimmt, muß die Regel von l'Hopital angewandt werden. Danach ergibt sich als Zwischenergebnis die folgende Gleichung

$$p_\infty = \frac{v \cdot z \cdot \gamma_w}{2(1-\nu) \cdot k} \int_0^\infty \frac{e^{-|\lambda|z} \cdot J_0(r\lambda) \cdot J_1(b\lambda)}{\lambda} d\lambda \cdot \int_0^\infty \frac{J_1(b\lambda)}{\lambda} d\lambda \quad (B2.2.10)$$

Mit dem Integral [39]

$$\int_0^\infty \frac{J_1(b\lambda)}{\lambda} d\lambda = 1,0 \quad (B2.2.11)$$

vereinfacht sich die Lösung zu

$$p_\infty = \frac{v \cdot z \cdot \gamma_w}{2(1-\nu) \cdot k} \int_0^\infty \frac{e^{-|\lambda|z} \cdot J_0(r\lambda) \cdot J_1(b\lambda)}{\lambda} d\lambda \quad (B2.2.12)$$

Da aus meßtechnischen Gründen (s. Kapitel A) der Porenwasserüberdruck vornehmlich in der Lastplattenachse gemessen wurde, wird die Gleichung B2.2.12 zunächst für $r = 0$ ausgewertet.

Das Integral

$$\int_0^{\infty} \frac{e^{-i\lambda|z|} \cdot J_1(b\lambda)}{\lambda} d\lambda = \sqrt{\frac{z^2}{b^2} + 1} - \frac{z}{b} \quad (\text{B2.2.13})$$

ist lösbar, so daß sich eine geschlossene Lösung für den Plateauwert des Porenwasserüberdrucks p_{∞} in der Lastplattenachse ergibt:

$$p_{\infty} = \frac{v \cdot z \cdot \gamma_w}{2(1-v) \cdot k} \cdot \left[\sqrt{\frac{z^2}{b^2} + 1} - \frac{z}{b} \right] \quad (\text{B2.2.14a})$$

bzw.

$$p_{\infty} = \frac{v \cdot b \cdot z^{*2} \cdot \gamma_w}{2(1-v) \cdot k} \cdot \left[\sqrt{1 + \frac{1}{z^{*2}}} - 1 \right] \quad \text{mit } z^* = \frac{z}{b} \quad (\text{B2.2.14b})$$

Für $r > 0$ sind in der folgenden Tabelle einige Werte des lösbaren Integrals B61 in der Gleichung B2.2.12 für die speziellen Meßpunkte angegeben.

| Meßstelle | | $\int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{z}{b} \lambda_1} \cdot J_0\left(\frac{r}{b} \lambda_1\right) \cdot J_1(\lambda_1)}{\lambda_1} d\lambda_1$ |
|--------------|-------------|--|
| Radius cm | Tiefe cm | |
| 8 | 58 | 0,254 |
| 7 | 30 | 0,421 |
| 13 | 30 | 0,410 |
| 20 | 30 | 0,390 |
| 20 | 3 | 0,771 |
| 20 | 5 | 0,724 |
| 20 | 15 | 0,548 |

Tabelle B2.2.1: Integralwerte

Da sich das Zener-Modell für $t \rightarrow \infty$ auf den rein elastischen Fall reduziert, gilt die Lösung B2.2.14 auch für das vorher betrachtete viskoelastische Korngerüst.

Die Berechnung zeigt, daß der zunächst experimentell beobachtete Porenwasser-

überdruckplateauwert p_{∞} auch analytisch nachgewiesen werden kann (s. Gl.B2.2.14b).

Es fällt auf, daß in der Gleichung B2.2.14 der Porenwasserüberdruck von den Stoffkonstanten ν und k abhängig ist, wobei die Querdehnzahl ν im Rahmen dieser Untersuchungen als bekannt vorausgesetzt wird.

Der verschiebungsgesteuerte Plattendruckversuch gibt somit in Verbindung mit der Messung des Porenwasserüberdrucks die Möglichkeit, auf sehr einfache und schnelle Weise die Durchlässigkeit von wassergesättigten, bindigen Böden zu bestimmen.

Nachdem die vorliegenden Lösungen des verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuchs auf der Grundlage der Garbsch'en Arbeit [19] durch Einführen der speziellen Randbedingungen entwickelt wurden, soll die elastische Lösung dergestalt kontrolliert werden, daß ausgehend von den Differentialgleichungen, die Heinrich und Desoyer in [9] für das räumliche Konsolidationsproblem aufgestellt haben, das verschiebungsgesteuerte Problem mit elastischem Korngerüst berechnet wird. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist diese Parallelrechnung hier nicht dargestellt. Zur Lösung der Differentialgleichungen wurden ebenfalls die Laplace- und Hankeltransformation eingesetzt.

Ein Vergleich der Ergebnisse beider Lösungsansätze zeigt eine exakte Übereinstimmung der Lösungsgleichungen für die Druckkraft und den Porenwasserüberdruck.

B2.3 Praktische Auswertung der Lösungen

Zur Auswertung von verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuchen werden die Meßgrößen Druckkraft und Porenwasserüberdruck über der Zeit benötigt. Es genügt, den Porenwasserüberdruck an einer Stelle im Boden zu messen.

Legt man dem Korngerüst ein linearelastisches Stoffverhalten zugrunde, so kann der Elastizitätsmodul E aus der Steigung α_D der Druckkraftkurve über der Zeit nach den Gleichungen

$$E_0 = \frac{(1+\nu) \cdot \alpha_{D0}}{\eta \cdot b \cdot v} \quad (\text{B2.3.1})$$

$$E_\infty = \frac{2(1+\nu)(1-\nu) \cdot \alpha_{D\infty}}{\eta \cdot b \cdot v} \quad (\text{B2.3.2})$$

berechnet werden, sofern die Annahme $\nu = \text{const}$ beibehalten wird.

Zur Unterscheidung, ob der Elastizitätsmodul aus dem Anfangs- ($t \rightarrow 0$) oder aus dem Endbereich ($t \rightarrow \infty$) der Druckkraftkurve bestimmt ist, wird im folgenden die Bezeichnung E_0 bzw. E_∞ verwendet. Trifft das für den Boden angenommene, linear-elastische Korngerüstverhalten zu, dann muß die Auswertung der Versuchsdaten $E_0 = E_\infty = E$ ergeben.

Die Steigungen α_{D0} bzw. $\alpha_{D\infty}$ sind die Steigungen der Tangenten an die Druckkraftkurve im Bereich $t \rightarrow 0$ bzw. $t \rightarrow \infty$, wenn der zu messende Porenwasserüberdruck seinen Plateauwert \bar{p}_∞ erreicht hat.

Der im Grundbau i.a. verwendete Steifemodul E_s läßt sich damit in der bekannten Weise

$$E_s = \frac{(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)} \cdot E \quad (\text{B2.3.3})$$

berechnen.

Die Auswertung des herkömmlichen Plattendruckversuchs nach DIN 18 134 beschränkte sich bisher auf die Berechnung eines Verformungsmoduls. Der verschiebungsgesteuerte Plattendruckversuch gibt nun in Verbindung mit der Messung des Porenwasserüberdrucks zusätzlich die Möglichkeit, die Durchlässigkeit k des Korngerüsts auf einfache Weise zu bestimmen:

$$k = \frac{v \cdot Z \cdot \gamma_w}{2(1-\nu) \cdot \bar{p}_\infty} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{Z}{b}\right)^2} - \frac{Z}{b} \right] \quad \text{mit} \quad \bar{p}_\infty = p_\infty(z, r=0) \quad (\text{B2.3.4})$$

Hierbei ist die Lastplatte mit konstanter Vorschubgeschwindigkeit v so lange zu verschieben, bis sich der stationäre Porenwasserüberdruck \bar{p}_∞ (Plateauwert) einstellt. Zweckmäßigerweise sollte die Porenwasserdruckmessung in der Last-

plattenachse ($r=0$) stattfinden, weil die Lösung hierfür in Form der Gleichung B2.3.4 geschlossen vorliegt. Die Koordinate z der Meßstelle sollte entsprechend den Meßergebnissen (Bilder A13a und A14a,b,c) im Bereich $z \sim \frac{b}{2}$ liegen, um aus meßtechnischen Gründen einen möglichst großen Porenwasserüberdruck erfassen zu können (das Maximum des Porenwasserüberdrucks liegt etwa in dieser Tiefe).

Eine Bestimmung der Parameterkombination des Zener-Modells $\frac{\bar{c}}{\bar{c}'}$, ist aus den Steigungen α_{D_0} und α_{D_∞} der Druckkraftkurve (s.Gl.B2.1.35,36)

$$\frac{\bar{c}}{\bar{c}'} = \frac{1}{2(1-\nu)} \cdot \frac{\alpha_{D_0}}{\alpha_{D_\infty}} - 1 \quad (\text{B2.3.5})$$

möglich.

Die Bestimmung der Federsteifigkeiten \bar{c} , \bar{c}' und der Dämpfungskonstante η ist jedoch ohne weitere Versuche explizit nicht möglich.

C AUFBEREITUNG DER THEORETISCHEN LÖSUNG FÜR DEN KRAFTGESTEUERTEN PLATTENDRUCKVERSUCH

Die im Teil A dargestellten, kraftgesteuerten Plattendruckversuche werden nun einer analytischen Betrachtung unterzogen.

Zur analytischen Behandlung des vorliegenden, axialsymmetrischen Konsolidationsproblems sind zuerst die grundlegenden Arbeiten von Biot [1,2,3,16], Heinrich und Desoyer [7,8,9] und Gibson [5] zu nennen.

Terzaghi und Rendulic [15,12] entwickelten die "pseudo-dreidimensionale" Theorie. Schiffman u.a. [13] und Cryer [4] zogen Vergleiche zwischen der Theorie von Biot und Terzaghi.

Den bisher genannten Arbeiten liegen u.a. die Voraussetzungen des linearelastischen Korngerüstverhaltens zugrunde.

Eine Reihe weiterer Autoren [17,18,21,22,23,24,25] führte ein linear-viskoelastisches Stoffgesetz für das Korngerüst ein.

Garbsch [19] entwickelte 1973 die Lösung für die räumliche Konsolidation mit einem viskoelastischen Ansatz für die Beziehung zwischen dem Deviator des Spannungs- und des Verzerrungstensors entsprechend dem Zener-Modell.

Die Nachrechnung der Plattendruckversuche mit konstanter Belastung geschieht zunächst wieder mit demselben viskoelastischen Stoffgesetz wie im Abschnitt B,

anschließend wird hieraus der Fall des elastischen Korngerüsts vergleichsweise abgeleitet.

C1 Viskoelastisches Korngerüstverhalten

In Bild C1 ist die starre Lastplatte mit der Belastungsfunktion $D(t)$ dargestellt.

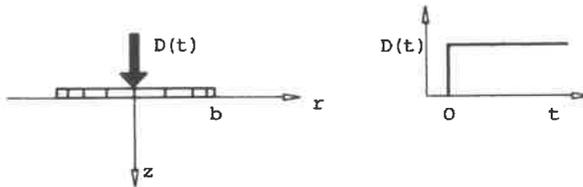


Bild C1: Belastungsfunktion der Lastplatte

Das Korngerüst gehorche wieder einem Stoffgesetz mit konstantem Kompressionsmodul und einer Beziehung zwischen dem Spannungs- und Verzerrungsdeviator entsprechend dem Verhalten des Zener-Modells (s. Bild B3).

Wie im Fall der verschiebungsgesteuerten Lastplatte wird die schlaffe Sohl-druckverteilung als repräsentativ für die tatsächliche Spannungsverteilung unter der Lastplatte angesehen.

Die durchlässige Oberfläche ist durch eine dränierende Sandschicht zwischen Lastplatte und Ton gegeben.

Die von Garbsch [19] entwickelten Lösungen für die schlaffe Lastfläche können sofort angeschrieben werden. Die Bezeichnungen sind bereits im Abschnitt B2.1 erläutert worden.

Die Setzung der schlaffen Lastplatte ergibt sich aus (Gl. 7.48 in [19]):

$$u_z = \frac{1+\nu}{E} \cdot \frac{\frac{\eta}{c} \partial + 1}{\left[(1+\xi) \frac{\eta}{c} \partial + 1 \right] \cdot |\lambda|} \cdot \frac{1 + \sqrt{1 + \frac{\partial}{\hat{\nu}}}}{\hat{\nu} + \sqrt{1 + \frac{\partial}{\hat{\nu}}}} \cdot \bar{\sigma}_{zz}(z=0) \quad (C1.1)$$

Die Gleichung für den Porenwasserüberdruck unter der schlaffen Lastfläche lautet (Gl. 7.49 in [19]):

$$\bar{p} = - \frac{1 + \sqrt{1 + \frac{\partial}{\hat{\nu}}}}{\hat{\nu} + \sqrt{1 + \frac{\partial}{\hat{\nu}}}} \cdot \bar{\sigma}_{zz}(z=0) \cdot \left[e^{-\sqrt{1 + \frac{\partial}{\hat{\nu}}}|z|} - e^{-|\lambda|z} \right] \quad (C1.2)$$

Mit der in Bild C1 dargestellten Belastungsfunktion $D(t)$ gilt für die schlaffe Sohlnormalspannung, wobei $H(t)$ die Heaviside'sche Sprungfunktion bedeutet:

$$\sigma_{zz}(z=0) = H(t) \cdot \begin{cases} -\sigma_0 & \text{für } r \leq b \\ 0 & \text{für } r > b \end{cases} \quad \text{mit } \sigma_0 = \frac{D}{\pi \cdot b^2} \quad (C1.3)$$

Die Hankel-transformierte Sohlnormalspannung lautet dann:

$$\bar{\sigma}_{zz}(z=0) = -H(t) \cdot \sigma_0 \cdot \frac{b}{\lambda} \cdot J_1(b\lambda) \quad (C1.4)$$

Nach Einsetzen der dimensionslosen Größen B2.1.26,38 und mit dem Ausdruck B2.1.27 ergibt sich nach der Laplace- und der Hankel-Inversion für die Setzung der Lastplatte

$$u_z = \frac{(1+\nu) \cdot D}{\pi \cdot b \cdot E} L^{-1} \left[\int_0^\infty \frac{s^{*+1}}{(1+\xi)s^{*+1}} \cdot \frac{1 + \sqrt{\nu}}{\nu \left[\left(1 - \frac{1-2\nu}{3\nu} \cdot \xi\right) s^{*+1} \right]} \cdot \frac{J_0\left(\frac{r}{b} \lambda_1\right) \cdot J_1(\lambda_1)}{s^{*} \cdot \lambda_1} d\lambda_1 \right] \quad (C1.5)$$

und den Porenwasserüberdruck

$$p(r, z, t) = -\frac{D}{\pi b^2} L^{-1} \left[\int_0^\infty \frac{1 + \sqrt{\nu}}{\nu \left[\left(1 - \frac{1-2\nu}{3\nu} \cdot \xi\right) s^{*+1} \right]} \cdot \frac{1}{(1-\nu) \left[\left(1 + \frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{2}{3} \cdot \xi\right) s^{*} + 1 \right]} \cdot \frac{1}{s^{*}} \cdot \left[e^{-\sqrt{\nu} |\lambda| z} - e^{-|\lambda| z} \right] \cdot J_0\left(\frac{r}{b} \lambda_1\right) \cdot J_1(\lambda_1) d\lambda_1 \right] \quad (C1.6)$$

mit der Wurzel

$$\sqrt{\nu} = \sqrt{1 + \frac{b^{*2}}{\lambda_1^2} \cdot \frac{s^{*} s^{*+1}}{\left(1 + \frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{2}{3} \xi\right) s^{*+1}}}$$

Für die Auswertung der Meßergebnisse ist es zweckmäßig, einen Mittelwert w (wie bei Heinrich und Desoyer 191) für die schlaffe Setzungsmulde anzugeben:

$$w(t) = \frac{1}{\pi b^2} \int_0^b 2\pi r \cdot u_z(r, t) dr \quad (C1.7)$$

Mit dem Integral

$$\int_0^b r \cdot J_0 \left(\frac{r}{b} \lambda_1 \right) dr = \frac{b^2}{\lambda_1} \cdot J_1(\lambda_1) \quad (\text{C1.8})$$

ergibt sich die mittlere Lastplattensetzung:

$$w(t) = \frac{2(1+\nu) \cdot D}{\pi \cdot b \cdot E} \cdot L^{-1} \left[\int_0^\infty \frac{s^* + 1}{(1+\xi)s^* + 1} \frac{1 + \sqrt{s^*}}{v \left[\left(1 - \frac{1-2\nu}{3\nu} \cdot \xi\right) s^* + 1 \right]} \frac{J_1^2(\lambda_1)}{s^* \cdot \lambda_1^2} ds^* \right] \quad (\text{C1.9})$$

Untersucht man die Setzung zum Zeitpunkt $t = 0+$ und $t \rightarrow \infty$, so erhält man die in der Bodenmechanik als Sofortsetzung bekannte Setzung $w_0 = w(t=0+)$ und den Endwert der gesamten Konsolidationssetzung $w_\infty = w(t \rightarrow \infty)$.

Die Setzung, bei der der Vorgang des Wasserauspressens stattfindet, wird als Zeitsetzung w_t bezeichnet.

Durch die Grenzübergänge

$$w_0(t=0+) = \lim_{s \rightarrow \infty} s \cdot \tilde{w}(s) \quad (\text{C1.10})$$

und

$$w_\infty(t \rightarrow \infty) = \lim_{s \rightarrow 0} s \cdot \tilde{w}(s) \quad (\text{C1.11})$$

ergeben sich die folgenden Werte:

$$\text{Sofortsetzung} \quad w_0 = \frac{2(1+\nu) \cdot D}{\pi \cdot b \cdot E \cdot \left(1 + \frac{\xi}{\bar{c}}\right)} \cdot \int_0^\infty \frac{J_1^2(\lambda_1)}{\lambda_1^2} d\lambda_1 \quad (\text{C1.12})$$

$$\text{Gesamtsetzung} \quad w_\infty = \frac{4(1+\nu)(1-\nu) \cdot D}{\pi \cdot b \cdot E} \cdot \int_0^\infty \frac{J_1^2(\lambda_1)}{\lambda_1^2} d\lambda_1 \quad (\text{C1.13})$$

$$\text{mit dem Integral} \quad \int_0^\infty \frac{J_1^2(\lambda_1)}{\lambda_1^2} d\lambda_1 = 0,42441.$$

Mit $\bar{c} = 0$ kann der Grenzübergang zum rein elastischen Korngerüst vollzogen werden (s. Abschnitt C2).

Daraus läßt sich erkennen, daß die Sofortsetzung vom Verhältnis der Federstei-

figkeiten \bar{c}/\bar{c}' des Deviators abhängt und das rein elastische Korngerüst den größten Betrag der Sofortsetzung liefert.

Die Gesamtsetzung ist unabhängig von den Deviatorparametern \bar{c} und η weil nach Definition des Zener-Modells nach Abklingen der Dämpfung in den elastischen Fall, der durch die Feder \bar{c}' bestimmt wird, übergeht.

Die Berechnung des Porenwasserüberdrucks zur Zeit $t = 0+$ (Anfangsporenwasserüberdruck p_0) aus der Gleichung C1.6 ergibt mit

$$p_0 = \lim_{s \rightarrow \infty} s \cdot \hat{p}(s) \quad (C1.14)$$

nach einigen Umformungen den Wert (s. Anhang E4.1)

$$p_0 = \frac{D}{\eta \cdot b^2} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{r}{b}\right)^2} \quad (\text{für } r = 0), \quad (C1.15)$$

der identisch ist mit dem Anfangsporenwasserüberdruck für das linearelastische Korngerüst.

Dieser Sachverhalt erklärt sich aus der Voraussetzung, daß nur der Deviator viskose Eigenschaften entsprechend dem Zener-Modell besitzen soll. Der Ansatz für die gestaltstreuere Volumenänderung, die voraussetzungsgemäß den Porenwasserüberdruck verursacht und durch die Beziehung zwischen dem hydrostatischen Anteil des Spannungs- und Verzerrungstensors ausgedrückt wird, bleibt hingegen wie beim elastischen Korngerüst bestehen.

Eine weitere Vereinfachung der Lösungsgleichungen C1.6 und C1.9 ist analytisch nicht mehr möglich. Das Rechnerprogramm "ZENQ" zur Nachrechnung der gemessenen Setzungen ist im Anhang dargestellt.

C2 Linear-elastisches Korngerüstverhalten

Die Lösung für das elastische Korngerüst kann aus den Gleichungen C1.6 und C1.9 abgeleitet werden, indem

$$\xi = \frac{\bar{c}}{\bar{c}'} = 0 \quad (C2.1)$$

gesetzt wird.

Es müssen dann wie im Abschnitt B2.2 dieselben, dimensionslosen Parameter B2.2.2 und der Konsolidierungsbeiwert $|14|$ nach Gl. B2.2.3 eingeführt werden.

Daraus folgt für die mittlere Setzung der Lastplatte

$$w(t) = \frac{2(1+\nu)(1-\nu) \cdot D}{(1-2\nu) \cdot \pi \cdot E \cdot b} \cdot L^{-1} \left[\int_0^{\infty} \frac{1}{\lambda_1^2 + \frac{1-\nu}{1-2\nu} s^* - \lambda_1 \sqrt{\lambda_1^2 + s^*}} \cdot \frac{J_1^2(\lambda_1)}{\lambda_1^2} d\lambda_1 \right], \quad (C2.2)$$

wobei die Übereinstimmung mit der Lösung von Heinrich und Desoyer [9] gegeben ist.

Als Sofort- bzw. Gesamtsetzung gelten die folgenden Beziehungen:

$$w_0 = \frac{2(1+\nu) \cdot D}{\pi \cdot b \cdot E} \int_0^{\infty} \frac{J_1^2(\lambda_1)}{\lambda_1^2} d\lambda_1 \quad (C2.3)$$

und

$$w_{\infty} = \frac{4(1+\nu)(1-\nu) \cdot D}{\pi \cdot b \cdot E} \int_0^{\infty} \frac{J_1^2(\lambda_1)}{\lambda_1^2} d\lambda_1 \quad (C2.4)$$

mit dem Integral $\int_0^{\infty} \frac{J_1^2(\lambda_1)}{\lambda_1^2} d\lambda_1 = 0,42441$.

Von besonderem Interesse ist das Verhältnis der Setzungen w_0/w_{∞} , weil dieses Verhältnis nur von der Querdehnzahl ν abhängt.

Formal betrachtet ergibt sich für

$$\frac{w_0}{w_{\infty}} = 2(1-\nu) = \begin{cases} 2,0 & \text{für } \nu = 0 \\ 1,0 & \text{für } \nu = 0,5 \text{ (inkompressible Körper,} \\ & \text{keine Konsolidation).} \end{cases} \quad (C2.5)$$

Wählt man für das Korngerüst eine Querdehnzahl $\nu = 0,25$, so kann in jedem Fall der Endwert der Zeitsetzung nur halb so groß werden wie der Betrag der Sofortsetzung. Selbst bei einer Manipulation von ν dergestalt, daß $\nu \rightarrow 0$ geht, wird der Betrag der Zeitsetzung ($w_t = w_{\infty} - w_0$) höchstens so groß wie der Betrag der Sofortsetzung.

Die Ableitung des Porenwasserüberdrucks soll an dieser Stelle nicht explizit nachvollzogen werden (s. [9]). Zur Betrachtung der Versuchsergebnisse genügt es, den Anfangsporenwasserüberdruck (s. Gl.C1.15)

$$p_0 = \frac{D}{\pi b^2} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{z}{b}\right)^2} \quad (C2.6)$$

zu diskutieren.

Die Beziehung C2.6 stellt in der Lastplattenachse den maximalen Porenwasserüberdruck in Abhängigkeit von der Tiefe dar. Er wird als Anfangsporenwasserüberdruck bezeichnet, weil er sofort nach Aufbringen der Belastung zum Zeitpunkt $t = 0+$ auftritt. Er ist unabhängig vom Durchlässigkeitsbeiwert des Bodenmaterials und vom Elastizitätsmodul.

Der Porenwasserüberdruck weist ferner - wie leicht nachvollzogen werden kann - für $t = 0+$ an der Stelle $z = 0$ eine Unstetigkeitsstelle auf: $p(t=0+) = 0$, d.h. die Oberfläche des Halbraums ist gemäß der Randbedingung durchlässig. Läßt man hingegen in der Gleichung C2.6 $z \rightarrow 0$ gehen, so ergibt sich unmittelbar unter der Oberfläche ein Anfangsporenwasserüberdruck, der der aufgebrachten Belastung entspricht. Der Porenwasserüberdruck verschwindet für $z \rightarrow \infty$.

Im Hinblick auf die nachzurechnenden Versuchsergebnisse wird zusammenfassend festgestellt, daß im Rahmen der hier kurz dargestellten linearelastischen Theorie die Zeitsetzung in einem bestimmten von v abhängigen Verhältnis zur Sofortsetzung steht. Die Zeitsetzung ist immer kleiner als die Sofortsetzung. Der Betrag der Setzungsanteile w_0 und w_∞ ist nur vom Elastizitätsmodul abhängig.

Der Anfangsporenwasserüberdruck - dies gilt auch für das betrachtete viskoelastische Korngerüst - ist nur von der Größe der Belastung und von der Geometrie, d.h. von der Tiefe z und dem Radius der Lastplatte abhängig.

Die Durchlässigkeit wirkt sich nur auf die Größe der Konsolidationszeit aus.

C3 Praktische Auswertung der Lösungen

Die Auswertung von kraftgesteuerten Plattendruckversuchen konzentriert sich vor allem auf die Setzungsmessungen, weil hierbei der Elastizitätsmodul als Materialparameter am leichtesten bestimmt werden kann.

Aus den Gleichungen C2.3,4 für die Sofort- und die Gesamtsetzung ergeben sich zwei Bestimmungsgleichungen für den Elastizitätsmodul E . Wie im vorigen Kapitel werden auch hier zur Unterscheidung die Bezeichnungen E_0 und E_∞ gemäß den Formeln

$$E_0 = \frac{0,85 \cdot (1+\nu) \cdot D}{\pi \cdot b \cdot w_0} \quad \text{und} \quad E_\infty = \frac{1,7 \cdot (1+\nu) (1-\nu) \cdot D}{\pi \cdot b \cdot w_\infty} \quad (\text{C3.1,2})$$

eingeführt.

Im Falle des viskoelastischen Deviatormodells wird der Elastizitätsmodul bei der Bestimmung zum Zeitpunkt $t = 0+$ aus der Gleichung

$$E_0 = \frac{0,85 \cdot (1+\nu) \cdot D}{\pi \cdot b \cdot w_0 \left(1 + \frac{t}{\bar{c}}\right)} \quad (\text{C3.3})$$

berechnet, wobei noch der Parameter \bar{c}/\bar{c}' zusätzlich auftritt. Die Bestimmungsgleichung für E zum Zeitpunkt $t \rightarrow \infty$ ist identisch mit der Gleichung für den elastischen Fall.

Weiterhin kann aus der Bedingung $E_0 = E_\infty = E$, die vom verwendeten Materialgesetz gefordert wird, das Verhältnis der Federsteifigkeiten des Zener-Modells berechnet werden:

$$\frac{\bar{c}}{\bar{c}'} = \frac{1}{2(1-\nu)} \cdot \frac{w_\infty}{w_0} - 1 \quad (\text{C3.4})$$

Die Gleichung C2.6 für den Anfangsporenwasserdruck p_0 ist für eine Ermittlung von Stoffparametern ungeeignet, weil sie nur von der Belastung und Geometrie abhängt.

Die implizite Bestimmung weiterer Parameter wie k, n, \bar{c}, \bar{c}' besteht beispielsweise im Anpassen gerechneter Setzungskurven an die gemessenen Werte (curve fitting), indem (s. Abschnitt D) Parametervariationen von κ und a^* angestellt werden. Diese Vorgehensweise erfordert jedoch die numerische Berechnung der betreffenden Integralgleichungen, wie sie im Anhang E unter dem Programmnamen "ZENQ" dargestellt ist.

D BESTIMMUNG VON STOFFPARAMETERN FÜR DEN GEWÄHLTEN VORALPEN-SEETON

In diesem Kapitel werden die Parameter, die nach den Ausführungen des theoretischen Teils das Materialverhalten kennzeichnen, anhand der Versuchsergebnisse ermittelt. Die praktischen Methoden hierzu sind in den Abschnitten B2.3 und C3 ausgearbeitet, so daß an dieser Stelle die zahlenmäßige Auswertung erfolgen kann.

Die angeführten Meßwerte sind den Meßdiagrammen des Anhangs E1.2 und 3 entnommen.

D1 Verschiebungsgesteuerte Versuche

Es wird zunächst der Elastizitätsmodul E unter der Voraussetzung linearelastischen Korngerüstverhaltens nach den Gleichungen B2.3.1 und B2.3.2

$$E_0 = \frac{(1+\nu) \cdot \alpha_{D0}}{\eta \cdot b \cdot \nu} D_0 \quad E_\infty = \frac{2(1+\nu)(1-\nu) \cdot \alpha_{D\infty}}{\eta \cdot b \cdot \nu} D_\infty$$

berechnet, wobei

α_{D0} ... Steigung der Druckkraft für kleine Zeiten

$\alpha_{D\infty}$... Steigung der Druckkraft im stationären Porenwasserüberdruckbereich

bedeuten. Die Konstruktion der Tangenten an die Druckkraftkurven ist im Anhang E 2.1,5,10 dargestellt.

Die Querdehnzahl des Korngerüsts wird nach [53] $\nu = 0,20$ gesetzt.

Die Auswertung erfolgt tabellarisch für die Versuche 7503, 7605 und 7606, die

| Versuch Nr. | Vorschubgeschw. v | Steigung α_{D0} | Steigung $\alpha_{D\infty}$ | Elastizitätsmodul | | Verhältnis E_0/E_∞ |
|----------------|----------------------|---------------------------|--------------------------------|-------------------|-------------------|------------------------------|
| | | | | E_0 | E_∞ | |
| - | mm/min | kN/min | kN/min | kN/m ² | kN/m ² | - |
| 7503 | 0,224 | 0,950 | $1,65 \cdot 10^{-2}$ | 5400 | 150 | 36 |
| 7605 | 0,226 | 0,820 | $6,75 \cdot 10^{-2}$ | 4620 | 608 | 8 |
| 7606 | 0,056 | 0,390 | $2,20 \cdot 10^{-2}$ | 8867 | 800 | 11 |

Tabelle D1.1 Berechnung des Elastizitätsmoduls E aus den verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuchen

in Bild A14a,b,c dargestellt sind. Diese Versuche wurden deshalb gewählt, weil hier keine Vorbelastung der Lastplatte stattgefunden hat, so daß die Belastungsgeschichte des Tonbodens den theoretischen Voraussetzungen entspricht. Der Unterschied zwischen den Elastizitätsmoduli E_0 und E_∞ um den Faktor 8 bis 36 macht deutlich, daß die Forderung des linearelastischen Stoffgesetzes nach einem konstanten Elastizitätsmodul von dem betrachteten Tonboden nicht erfüllt wird. Dieses einfache Stoffgesetz kann demnach nicht geeignet sein, eine auch nur annähernd repräsentative Beschreibung dieses Bodens anhand eines verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuchs zu liefern. Zur Begründung der Diskrepanz zwischen den Werten E_0 und E_∞ wurde in Bild D1.1 der Versuch unternommen, den Plattendruckversuch 7605 nachzurechnen.

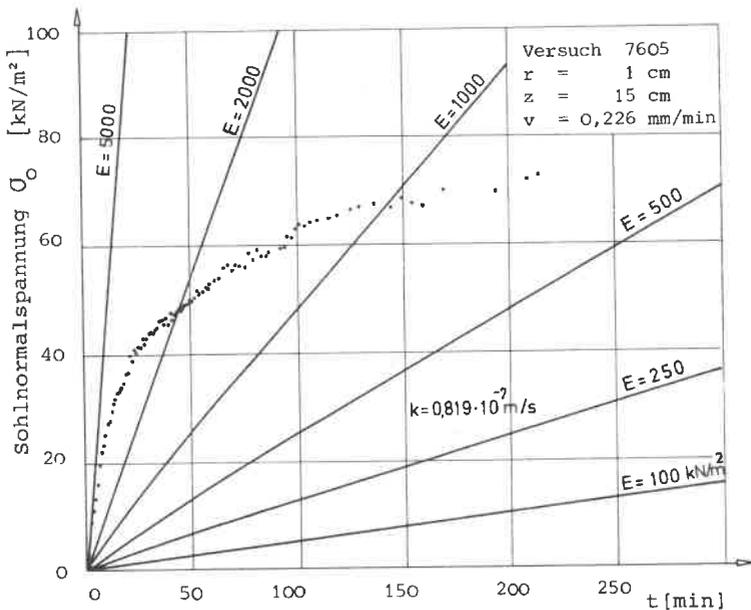


Bild D1.1 Berechnung des verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuchs mit linearelastischem Korngerüstverhalten

Wie in den folgenden Bildern sind die Meßwerte als Punkte, das Ergebnis der Berechnung als durchgezogene Linien dargestellt. Statt der Druckkraft D wurde die Sohlnormalspannung

$$\sigma_0(t) = \frac{D(t)}{\pi \cdot b^2}$$

über der Versuchszeit t aufgetragen, um durch dieselbe Dimension einen anschaulichen Vergleich mit dem (hier nicht dargestellten) Porenwasserüberdruck $p(t)$ zu ermöglichen.

Die Annahme eines nur elastischen Stoffgesetzes ergibt, wie Bild D1.1 zeigt, gerade Linien für die verschiebungsgesteuerte Druckkraftkurve. Die Steigungen der Geraden werden vom Elastizitätsmodul E bestimmt (s. Gl.B2.2.5,6). Bestimmt man nun die Stoffkonstante E aus der Anfangs- bzw. Endsteigung der Druckkraft, so ergeben sich die großen Unterschiede zwischen E_0 und E_∞ aus der gemessenen, stark gekrümmten Druckkraftkurve.

Bevor der verschiebungsgesteuerte Plattendruckversuch mit dem viskoelastischen Stoffmodell nachgerechnet wird, muß zuerst die Durchlässigkeit k aus den Porenwasserdruckmessungen bestimmt werden. Für die Porenwasserdruckmeßstellen in der Lastplattenachse wird die geschlossene Lösung der Gleichung B2.3.4 verwendet, für die Meßstellen im Bereich $r > 0$ die Gleichung B2.2.12. Die Werte für den stationären Porenwasserüberdruck-Plateauwert sind dem Anhang E2 entnommen. In der Tabelle D1.2 sind die errechneten Durchlässigkeiten mit den zugehörigen Porenwasserdruckmeßstellen angegeben.

| Versuch Nr. | Radius | Tiefe | Vorschubgeschw. | Porenwasserüberdruck-Plateauwert | Durchlässigkeit |
|-------------|----------|----------|-----------------|----------------------------------|-----------------------|
| - | r [cm] | z [cm] | v [mm/min] | p_∞ [kN/m ²] | k [m/s] |
| 7503 | 7 | 30 | 0,224 | 19,0 | $1,551 \cdot 10^{-7}$ |
| 7503 | 13 | 30 | 0,224 | 17,0 | $1,688 \cdot 10^{-7}$ |
| 7503 | 20 | 30 | 0,224 | 5,0 | $5,460 \cdot 10^{-7}$ |
| 7605 | 0 | 5 | 0,226 | 49,0 | $0,204 \cdot 10^{-7}$ |
| 7605 | 1 | 15 | 0,226 | 52,0 | $0,420 \cdot 10^{-7}$ |
| 7605 | 1 | 30 | 0,226 | 35,0 | $0,836 \cdot 10^{-7}$ |
| 7605 | 2 | 60 | 0,226 | 18,5 | $1,802 \cdot 10^{-7}$ |
| 7606 | 0 | 5 | 0,056 | 31,5 | $0,078 \cdot 10^{-7}$ |
| 7606 | 4 | 15 | 0,056 | 36,0 | $0,150 \cdot 10^{-7}$ |
| 7606 | 4 | 30 | 0,056 | 24,0 | $0,302 \cdot 10^{-7}$ |
| 7606 | 8 | 58 | 0,056 | 12,5 | $0,688 \cdot 10^{-7}$ |
| 7606 | 20 | 3 | 0,056 | 25,5 | $0,053 \cdot 10^{-7}$ |
| 7605 | 20 | 5 | 0,226 | 39,0 | $0,219 \cdot 10^{-7}$ |
| 7605 | 20 | 15 | 0,226 | 13,5 | $1,430 \cdot 10^{-7}$ |

Tabelle D1.2: Berechnung der Durchlässigkeit aus den Porenwasserüberdruckmessungen

Bei den Versuchen 7605 und 7606 fällt auf, daß die Durchlässigkeit mit der Tiefe um den Faktor 10 zunimmt, d.h. der Boden durchlässiger wird. Bei einem normalkonsolidierten Boden ist jedoch das Gegenteil der Fall, wobei diese Tendenz allerdings bei sehr viel größeren Tiefen beobachtet werden kann. Diese Erscheinung kann darauf zurückgeführt werden, daß die elastischen Spannungen in situ mit zunehmender Tiefe schneller abnehmen als es der Theorie entspricht. Damit ergibt sich in situ auch ein Porenwasserüberdruck, der kleiner ist als der theoretische Wert. Da die oben errechnete Durchlässigkeit umgekehrt proportional zum Porenwasserüberdruck-Plateauwert ist ($k \sim 1/p_{\infty}$) ergeben sich somit mit zunehmender Tiefe größere Werte für die Durchlässigkeit.

Es ergeben sich für die drei betrachteten Versuche die folgenden arithmetischen Mittelwerte:

| | | |
|------|-----------------------------|------|
| 7503 | $k_m = 2,9 \cdot 10^{-7}$ | m/s |
| 7605 | $k_m = 0,819 \cdot 10^{-7}$ | m/s |
| 7606 | $k_m = 0,254 \cdot 10^{-7}$ | m/s. |

Die Abweichung der errechneten Durchlässigkeiten von den Mittelwerten bis zum Faktor 5 läßt auch trotz der in der Bodenmechanik zu erwartenden Genauigkeit die Schlußfolgerung zu, daß die theoretische Voraussetzung der konstanten Durchlässigkeit für den untersuchten Tonboden nicht zutrifft.

Der Seeton 75 ist durchlässiger als der Seeton 76. Dieses Ergebnis stimmt mit den Beobachtungen aus den Versuchen (s. Kapitel A5) überein, wonach der Seeton 76 eine kleinere Zusammenpressung erfahren hat und somit eine kleinere Porenzahl, d.h. Durchlässigkeit, besitzt.

Die verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuche werden nun mit dem in Kapitel B verwendeten, viskoelastischen Stoffgesetz nachgerechnet.

Mit der Anfangs- und Endsteigung der Druckkraftkurve läßt sich aus der Forderung $E_0 = E_{\infty} = E$ zunächst nur das Verhältnis der Federsteifigkeiten

$$\frac{\bar{c}}{c} = \frac{1}{2(1-\nu)} \cdot \frac{\alpha_{D_0}}{\alpha_{D_{\infty}}} - 1$$

nach Gleichung B2.3.5 bestimmen. Danach kann der Elastizitätsmodul E aus den Gleichungen B2.1.35 bzw. B2.3.2 berechnet werden.

Die in der Tabelle D1.3 angeführten Steigungen α_{D_0} und $\alpha_{D_{\infty}}$ sind den Meßprotokollen des Anhangs E2, Blatt 1,5 und 10 entnommen.

Es zeigt sich, daß die Forderung $E = \text{const}$ des Stoffgesetzes durch die Ein-

führung des Parameters $\xi = \bar{c}/\bar{c}'$ befriedigt werden kann. Das Verhältnis \bar{c}/\bar{c}' liegt beim Versuch 7503 relativ hoch bei $\xi = 35$, während die Versuche 7605 und 7606 einen kleineren Wert $\xi = 7,0$ bis 10 liefern. Dieser Unterschied erklärt sich aus den unterschiedlichen Festigkeiten der Seetone 75 und 76:

Beim Versuch 7503 verläuft die Druckkraft nach raschem Anstieg beinahe hori-

| Versuch Nr. | Vorschubgeschw. v | Steigung α_{D0} | Steigung α_{D00} | Elast.-modul E | Verhältnis \bar{c}/\bar{c}' |
|-------------|---------------------|------------------------|-------------------------|-------------------|-------------------------------|
| - | mm/min | kN/min | kN/min | kN/m ² | - |
| 7503 | 0,224 | 0,950 | $1,65 \cdot 10^{-2}$ | 150 | 35 |
| 7605 | 0,226 | 0,820 | $6,75 \cdot 10^{-2}$ | 577 | 7 |
| 7606 | 0,056 | 0,390 | $2,20 \cdot 10^{-2}$ | 806 | 10 |

Tabelle D1.3 Berechnung von \bar{c}/\bar{c}' aus den verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuchen

zontal (s. Bild A14a,b,c), d.h. der Seeton 75 setzt dem weiteren Vorschub der Lastplatte keinen nennenswerten, zusätzlichen Widerstand entgegen. Bei den Versuchen 7605 und 7606 hingegen ist durch die größere Festigkeit ein größerer Anstieg der Druckkraft auch im Bereich des stationären Porenwasserüberdrucks zu bemerken.

Zur Bestimmung des letzten, unbekanntenen Parameters c/η des Zener-Modells bleibt nur die Anpassung von gerechneten Druckkraftkurven an die gemessenen Werte übrig. Zur programmtechnischen Vereinfachung wurde die Parametervariation nicht mit \bar{c}/η , sondern mit dem Beiwert

$$a^* = \frac{(1-\nu) \cdot k \cdot E \cdot \eta}{(1-2\nu)(1+\nu) \cdot \gamma_w \cdot \bar{c}} \quad [m^2]$$

durchgeführt.

Bevor die einzelnen Versuchsspuren endgültig nachgerechnet werden, muß eine Variation der Parameter a^* , \bar{c}/\bar{c}' , k und E erfolgen, um einen Überblick über den Einfluß der einzelnen Größen zu erhalten.

In Bild D1.2 wurde der Beiwert a^* für $\xi = \bar{c}/\bar{c}' = 1,0$ variiert. Im unteren Bildteil wurde der Elastizitätsmodul $E = 250$, im oberen Bildteil $E = 5000$ kN/m²

gesetzt. Dabei zeigte sich, daß für kleine a^* zwar eine leichte Krümmung der gerechneten Kurve auftritt, diese Krümmung jedoch nicht ausreicht, um den geradenähnlichen Charakter der Kurve zu verdrängen. Außerdem wurde deutlich, daß der Wert $\xi = 1,0$ für eine Beschreibung der gemessenen Werte nicht ausreicht, sondern wie in Bild D1.1 noch stark das rein elastische Korngerüst repräsentiert.

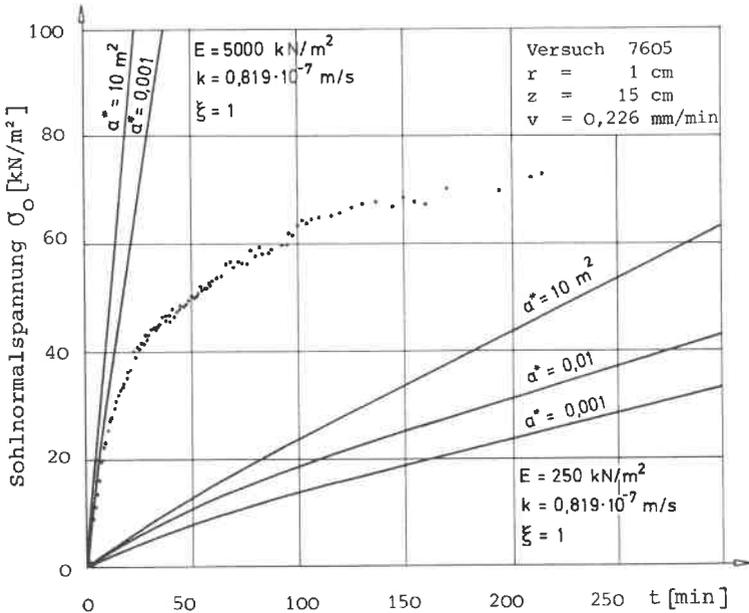


Bild D1.2: Variation des Parameters a^*

In Bild D1.3 wurde daher der Parameter $\xi = \bar{c}/\bar{c}'$ variiert, wobei $a^* = 0,01 \text{ m}^2$ konstant blieb. Die stärkste Krümmung im Meßbereich weisen die Kurven mit den Parametern $\xi = 5$ bis 10 auf. Damit zeigt sich, daß es zur Nachrechnung der gemessenen Druckkraft einer starken Betonung des viskoelastischen Anteils des Deviators bedarf. Außerdem ist zu erkennen, daß im Gegensatz zum linearelastischen Stoffmodell das viskoelastische Stoffmodell eine Krümmung der gerechneten Druckkraftkurve ergibt, so daß die Einführung dieses Stoffmodells als Fortschritt hinsichtlich der Übereinstimmung von Vergleichsrechnung und gemessenen Druckkraftkurven zu werten ist.

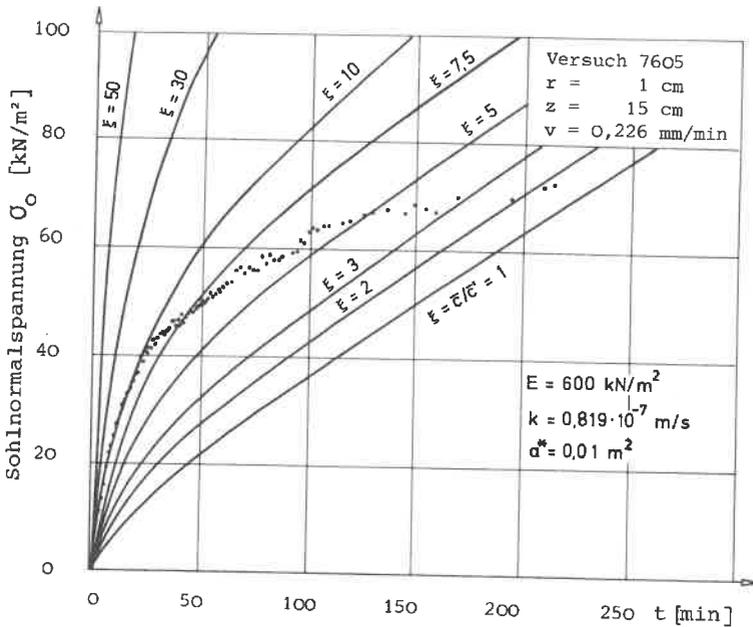


Bild D1.3: Variation des Parameters $\xi = \bar{c}/c'$

Nach den vorangegangenen Parameterstudien werden nun die Versuche 7503, 7605 und 7606 mit verschiedenen Vorschubgeschwindigkeiten berechnet. In den Bildern D1.4, 5 und 6 sind die gemessene Druckkraft (bzw. Sohlnormalspannung) als dick punktierte, die gerechnete Druckkraft als durchgezogene Linien dargestellt. Eine Anpassung der Rechenwerte an die Meßwerte wurde durch die Annahme des Beiwerts $a^* = 0,008$ erreicht. Die anderen Parameter ξ , k und E wurden anhand der Meßwerte in den Tabellen D1.2, 3 vorbestimmt. Für die Durchlässigkeit wurden jeweils die Mittelwerte der betreffenden Versuche eingesetzt.

Ein Vergleich der gemessenen mit den gerechneten Werten zeigt eine - im Rahmen der Bodenmechanik zu erwartenden Genauigkeit - als gut zu bezeichnende Übereinstimmung etwa bis zur zweiten Versuchshälfte ($0 < t < 125 \text{ min}$), dann erst wird eine Divergenz der Kurven sichtbar. Während die Rechnung die Meßwerte in der ersten Versuchshälfte geringfügig unter- bzw. überschätzt, liegen im fortgeschrittenen Versuchsstadium die Rechenwerte generell höher als die Meßwerte.

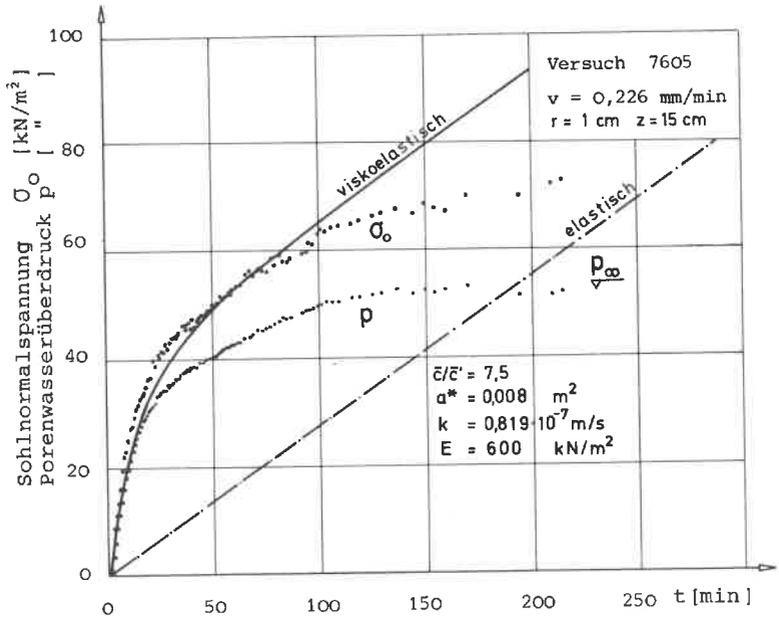
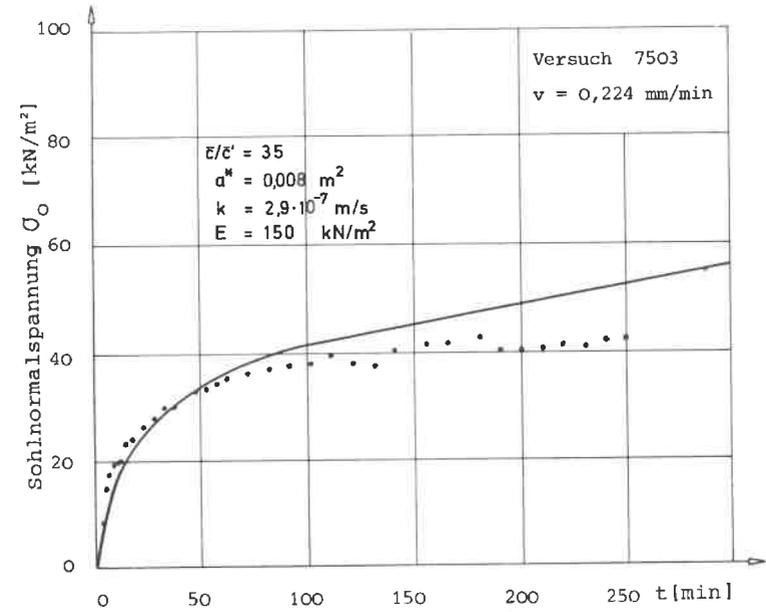


Bild D1.4,5 Nachrechnung der Druckkraft der verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuche 7503, 7605

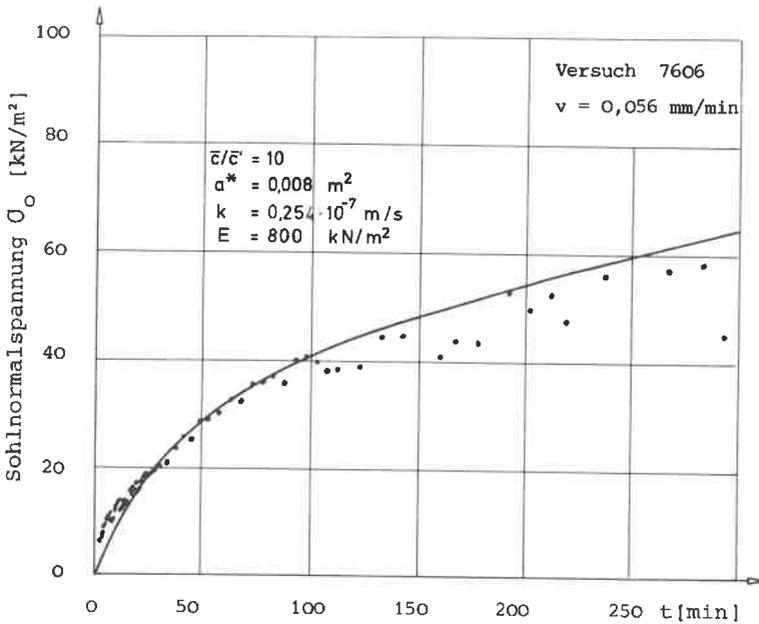


Bild D1.6 Berechnung der Druckkraft des verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuchs 7606

Da die Versuchszeit $t=w(t)/v$ direkt proportional der Lastplattenverschiebung ist, kann anhand dieser drei Vergleiche festgestellt werden, daß nach größeren Verschiebungen das vorliegende viskoelastische Deviatormodell nicht mehr ausreicht, das Bodenverhalten treffend zu beschreiben. Eine Verstärkung des viskosen Deviatoranteils durch Vergrößerung des Parameters ξ würde zwar eine stärkere Krümmung und damit bessere Übereinstimmung der gerechneten Druckkraft in der zweiten Versuchshälfte bringen, scheidet jedoch an der Einhaltung der durch die Porenwasserüberdruckmessung bestimmten Durchlässigkeit k .

Um diese Divergenz näher zu untersuchen ist in Bild D1.5 zusätzlich der gemessene Porenwasserüberdruck als schwach punktierte Linie eingetragen. Der stationäre Wert des Porenwasserüberdrucks, der Plateauwert p_∞ , wurde hierbei besonders hervorgehoben. Es wird ersichtlich, daß die rechnerische Überschätzung der Druckkraft sich dann einstellt, wenn der Porenwasserüberdruck sich seinem Plateauwert nähert.

Damit können die folgenden Punkte zusammengefaßt werden:

1. Die Scherverformungen, d.h. die Verformungen, die durch die Deviator-
beziehung gekennzeichnet sind, nehmen bei größeren Verschiebungen zu.
2. Trotz Lastzunahme nähert sich der Porenwasserüberdruck asymptotisch
seinem Endwert p_{∞} . Der gemessene Plateauwert ist damit als annähernd
stationär anzusehen.
3. Der Porenwasserüberdruck-Plateauwert stellt sich ein, weil sich all-
mählich ein Gleichgewicht bildet zwischen dem Vorgang der Belastungs-
zunahme und dem Vorgang des Auspressens von Porenwasser.

Mit der Beziehung B2.1.27 ergibt sich nach den vorangegangenen Berechnungen
der noch unbekannt, als Relaxationszeit bezeichnete Parameter η/\bar{c} :

$$\text{Seeton 75: } \eta/\bar{c} = 28 \text{ Minuten}$$

$$\text{Seeton 76: } \eta/\bar{c} = 25 \text{ bis } 59 \text{ Minuten.}$$

Nach [14] kann der Beiwert a^* durch den Konsolidierungsbeiwert c_v und die
Relaxationszeit η/\bar{c}

$$a^* = c_v \cdot \frac{\eta}{\bar{c}}$$

ausgedrückt werden.

Im Rahmen der Bestimmung der Parameter für den vorliegenden Voralpenseeton ist
auch die Kenntnis des c_v -Wertes von Interesse:

$$\text{Seeton 75: } c_v = 1,71 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{h}$$

$$\text{Seeton 76: } c_v = 1,92 \text{ bis } 0,81 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{h.}$$

Es bleibt im nächsten Abschnitt zu prüfen, zu welchen Parametern die Nachrech-
nung der Plattendruckversuche mit konstanter Belastung führt.

D2 Kraftgesteuerte Versuche

Wie im vorhergehenden Abschnitt wird zunächst untersucht, ob sich unter Zugrundelegung des linearelastischen Korngerüsts derselbe Wert für den Elastizitätsmodul aus den Setzungswerten w_0 und w_∞ ergibt (s. Gl.C3.1,2 bzw. C2.3,4).

$$E_0 = \frac{0,85 \cdot (1+\nu) \cdot D}{\eta \cdot b \cdot w_0} \quad \text{und} \quad E_\infty = \frac{1,7 \cdot (1+\nu) (1-\nu) \cdot D}{\eta \cdot b \cdot w_\infty}$$

| Versuch Nr. | Druck- kraft D | Sofort- setzung w_0 | Gesamt- setzung w_∞ | Elastizitätsmodul | | Verhältnis E_0/E_∞ | Verhältnis \bar{c}/\bar{c}' |
|----------------|----------------------|-----------------------------|----------------------------------|-------------------|-------------------|------------------------------|----------------------------------|
| | | | | E_0 | E_∞ | | |
| - | kN | mm | mm | kN/m ² | kN/m ² | - | - |
| 7505 | 2,12 | 0,3 | 0,78 | 7637 | 4700 | 1,6 | 0,6 |
| 7507 | 2,12 | 0,22 | 0,47 | 10415 | 7800 | 1,3 | 0,3 |
| 7501 | 3,52 | 1,85 | 5,08 | 2056 | 1198 | 1,7 | 0,7 |
| 7508 | 4,23 | 1,67 | 4,14 | 2738 | 1767 | 1,6 | 0,6 |
| 7509 | 4,23 | 0,77 | 2,56 | 5937 | 2857 | 2,1 | 1,1 |
| ----- | | | | | | | |
| 7604 | 3,66 | 0,40 | 1,3 | 9889 | 4868 | 2,0 | 1,0 |
| 7604b | 6,25 | 1,30 | 3,7 | 5196 | 2921 | 1,8 | 0,8 |
| 7604a | 10,0 | 2,90 | 6,3 | 3727 | 2745 | 1,4 | 0,4 |
| 7604c | 12,5 | 4,20 | 13,2 | 3217 | 1638 | 2,0 | 1,0 |
| 7601 | 15,0 | 5,70 | 28,3 | 2844 | 917 | 3,1 | 2,1 |
| 7604 | 18,23 | 14,0 | 75,0 | 1407 | 420 | 3,3 | 2,3 |

Tabelle D2.1: Berechnung von E und \bar{c}/\bar{c}' aus den kraftgesteuerten Plattendruckversuchen

In der Tabelle D2.1 sind aus den Meßwerten w_0 und w_∞ , die dem Anhang E1.3 entnommen wurden, die Werte des Elastizitätsmodul E_0 bzw. E_∞ in Abhängigkeit der Laststufen berechnet worden.

Für die weitere Auswertung werden die Versuche 7601 und 7604a-c herangezogen, weil dieses Lastbild vollständig ist und sich besser mit den verschiebungsgesteuerten Versuchen deckt.

Wie im Fall der verschiebungsgesteuerten Versuche (s. Tabelle D1.1) tritt auch hier eine starke Abweichung der Elastizitätsmoduli, die zu Beginn (E_0) und gegen Ende des Versuchs (E_∞) bestimmt wurden, um den Faktor 1,3 bis 3,3 auf. Außerdem tritt eine starke Abnahme der Größe von E_0 und E_∞ mit zunehmender Laststufe auf. Damit wird bestätigt, daß das Stoffmodell des linearelastischen Korngerüsts mit konstantem Elastizitätsmodul unzureichend ist. Berücksichtigt man für den Deviator das viskoelastische Zener-Modell, so kann mit der Bedingung $E=E_0=E_\infty$ das Verhältnis der Federsteifigkeiten

$$\frac{\bar{\sigma}}{\sigma'} = \frac{1}{2(1-\nu)} \frac{w_\infty}{w_0} - 1$$

und ein nunmehr für die einzelnen Laststufen konstanter Elastizitätsmodul $E=E_\infty$ berechnet werden. Es ergeben sich Werte $\xi = 0,4$ bis $2,3$ (s. Tabelle D2.1). Der zugehörige Elastizitätsmodul ist hierbei durch die Spalte E_∞ dargestellt.

Vergleicht man den Elastizitätsmodul des Seetons 76 aus den verschiebungs- und kraftgesteuerten Plattendruckversuchen (Tabelle D1.1 und D2.1), so ergibt sich zahlenmäßig in den unteren Laststufen eine erhebliche Diskrepanz. Die Werte E der kraftgesteuerten Versuche liegen im unteren Lastbereich bis zum Faktor 8 höher, im obersten Lastbereich unterschreiten sie die verschiebungsgesteuerten Werte etwa bis zum Faktor 2. Allein die Elastizitätsmoduli der höheren Laststufen $D=12,5; 15; 18,23$ kN sind mit den verschiebungsgesteuerten Werten aus der Tabelle D1.1 vergleichbar.

Die Diskrepanz bezüglich des Elastizitätsmoduls ist demnach nicht nur auf die Besonderheit der kraftgesteuerten Versuche zurückzuführen, bei denen nur in Abhängigkeit von der Größe der Laststufe ein Elastizitätsmodul errechnet werden kann. Es ist vielmehr daran zu denken, daß die Voraussetzung der konstanten Stoffparameter k und E sowohl beim linearelastischen als auch beim viskoelastischen Stoffmodell sich als unzureichend für die Beschreibung des vorliegenden Tonbodens erweist. Mit der Einführung einer konstanten Durchlässigkeit bleibt außerdem der Einfluß der Strömungsgeschwindigkeit des Porenwassers unberücksichtigt. Eine Porenwasserströmung mit wachsenden Reynoldszahlen könnte mithin einen Einfluß auf das mit zunehmender Belastung beobachtete Anwachsen der Elastizitätsmoduli ausüben.

Selbstverständlich kann entsprechend dem Gang der Bestimmung des Verhältnisses $\bar{\sigma}/\sigma'$ dieses so errechnete Verhältnis nicht mehr als zutreffend bezeichnet werden.

Zur weiteren Untersuchung des Einflusses der Stoffparameter wurde die Setzung der Lastplatte beim Versuch 7604c mit der relativ hohen Laststufe $D = 12,5$ kN

nachgerechnet. Die numerische Inversion und Integration der Setzungsgleichung C1.9 ist in dem Programm "ZENQ", Anhang E5, dargestellt, wobei dieselben Programmteile wie bei der Nachrechnung der verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuche verwendet wurden.

Für die Durchlässigkeit wurde der mittlere Wert der verschiebungsgesteuerten Versuche auf dem Seeton $k = 0,537 \cdot 10^{-7}$ m/s eingesetzt. Der Elastizitätsmodul $E = 1638$ kN/m² (s. Tabelle D2.1) wurde gemäß der Auswertung der Versuchsergebnisse aus der Endsetzung $w_{\infty} = 13,2$ mm errechnet. Zur besseren grafischen Darstellung der Setzung zu Beginn des Versuches wurde in den Bildern D2.1 und ff die Ordinate links von der Abszisse $t=0$ gezeichnet. Die Meßwerte wurden als

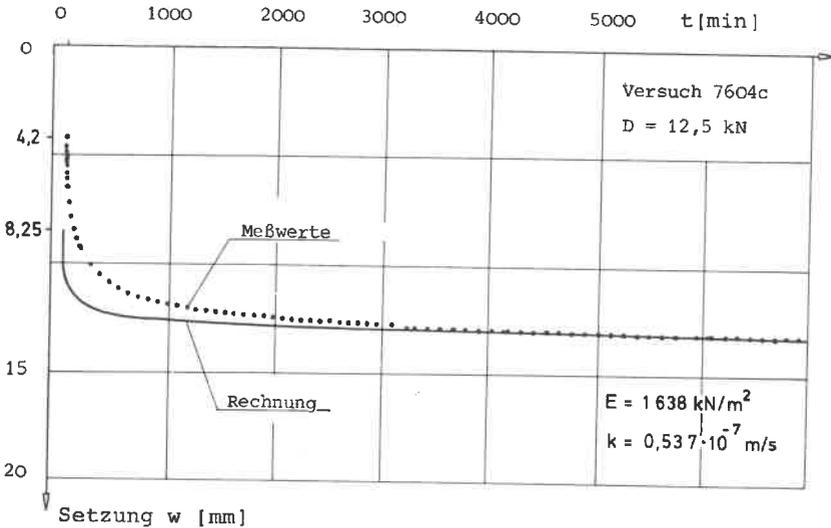


Bild D2.1 Berechnung der Lastplattensetzung für $D=12,5$ kN mit linearelastischem Korngerüst

Punkte, die berechneten Setzungen als durchgezogene Linien dargestellt. Die in Bild D2.1 dargestellte, linearelastische Lösung ergibt eine Sofortsetzung $w_0 = 8,25$ mm und liegt damit etwa um den Faktor 2 höher als der gemessene Wert von 4,2 mm. Die linearelastische Lösung liefert selbstverständlich den Gesamtwert der Setzung $w_{\infty} = 13,2$ mm, sie weicht jedoch im Anfangsbereich ($0 < t < 100$ min) stark von den gemessenen Werten ab.

In Bild D2.2 wurde dieselbe Lastsetzungskurve mit dem Zener-Modell für die Deviatorbeziehung nachgerechnet. Die Variation des Parameters ξ mit den Werten

$\xi = 0,1$ und 15 ergibt, daß wie im Fall der verschiebungsgesteuerten Versuchsvariante die Lösung für $\xi = 1$ nur unwesentlich von der elastischen Lösung $\xi = 0$ abweicht. Die für den Wert $\xi = 1,0$ errechnete Sofortsetzung stimmt gut mit der gemessenen Sofortsetzung überein. Die gerechnete Setzungskurve weicht jedoch im weiteren Verlauf wie die elastische Lösung stark von den Meßwerten ab.

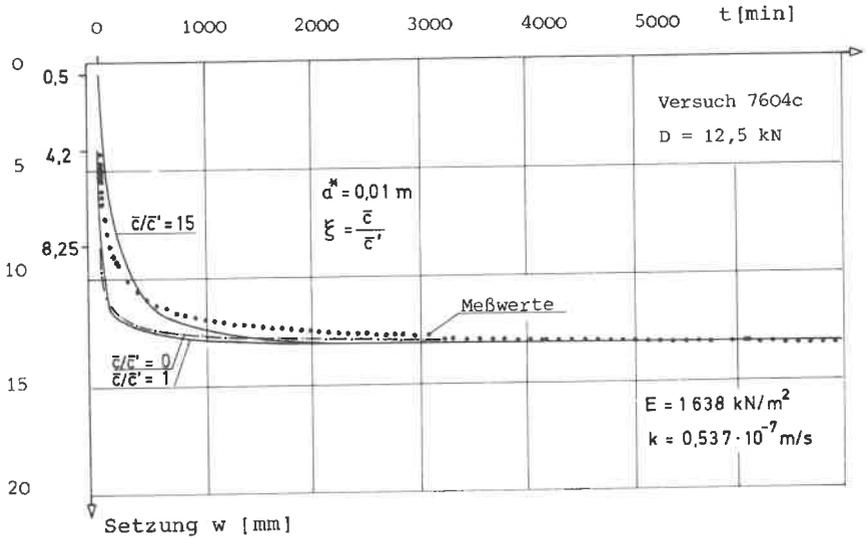


Bild D2.2 Variation von ξ bei den kraftgesteuerten Plattendruckversuchen

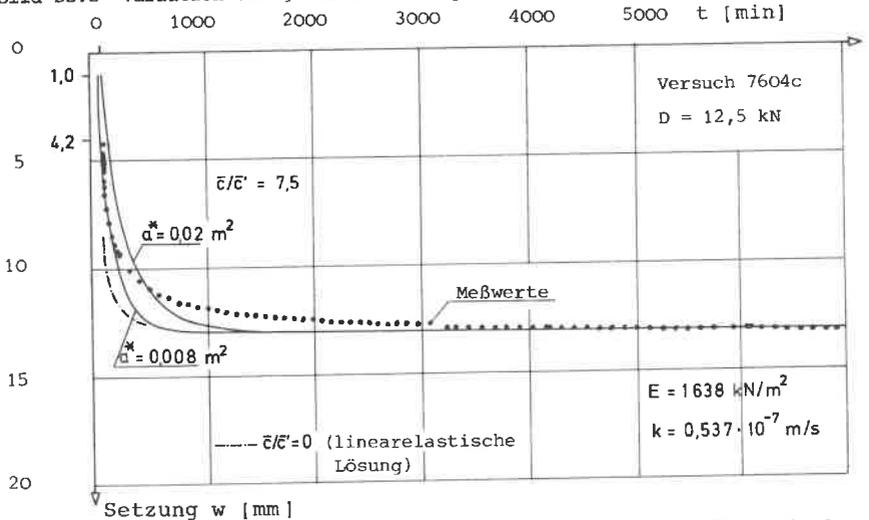


Bild D2.3 Vergleichsberechnung des kraftgesteuerten Versuchs 7604c mit den Stoffparametern ξ und a^* aus den verschiebungsgesteuerten Versuchen

Sieht man einmal von der Sofortsetzung $w_0 = 0,5 \text{ mm}$ für $\xi = 15$ ab, so ergibt sich eine relativ gute Übereinstimmung der gemessenen Setzungen mit der für $\xi = 15$ gerechneten Kurve.

In Bild D2.3 wurde abschließend die oben betrachtete Lastsetzungskurve des Versuchs 7604c mit den Parametern $\xi = 7,5$ und $a^* = 0,008 \text{ m}^2$, die aus den verschiebungsgesteuerten Versuchen 7605 und 7606 bestimmt wurden, nachgerechnet. Die linearelastische Lösung ist hier ebenfalls als strichpunktierte Linie vergleichsweise eingetragen. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Setzungen zu Beginn des Versuches. Die Endsetzung stimmt entsprechend den Eigenschaften des Zener-Modells mit der linearelastischen Lösung überein. Im stark gekrümmten Teil der Setzungskurve ($t \approx 100 \text{ min}$) ergibt sich allerdings eine größere Differenz zwischen der Rechnung und den Messungen.

Um diese Abweichung zu verkleinern, besteht die Möglichkeit wie in Bild D2.2 den Parameter $\xi = 15$ zu setzen oder auf $a^* = 0,02 \text{ m}^2$ zu erhöhen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Vergleichsrechnung der verschiebungs- und kraftgesteuerten Versuche nur etwa größenordnungsmäßig dieselben Parameter ξ und a^* für das viskoelastische Stoffmodell liefert.

Ein Vergleich der aus den Meßergebnissen beider Versuchsarten berechneten Werte für den Elastizitätsmodul führt zu keiner zufriedenstellenden Übereinstimmung.

Das viskoelastische Stoffmodell ergibt mit dem Parameter $\xi = 7,5$ bis 15 eine Sofortsetzung, die wesentlich kleiner ist als die gemessene Sofortsetzung. Die elastische Lösung überschätzt die Sofortsetzung in starkem Maße. Eine brauchbare Abschätzung der Sofortsetzung liefert die viskoelastische Lösung mit $\xi = 1$.

ZUSAMMENFASSUNG, FOLGERUNGEN FÜR DIE PRAXIS

Im experimentellen Teil dieser Arbeit wurden kraft- und verschiebungsgesteuerte Plattendruckversuche auf normalkonsolidierten Tonböden mit weicher bis breiiger Konsistenz durchgeführt.

Eine Erweiterung des herkömmlichen, kraftgesteuerten Plattendruckversuchs nach DIN 18 134 bestand darin, eine verschiebungsgesteuerte Versuchsvariante einzuführen, bei der die Lastplatte nach einer linearen Weg-Zeitfunktion abgedrückt und die sich einstellende Druckkraft gemessen wurde.

Bei allen Versuchen wurden neben der Setzung und der Druckkraft als besondere Meßgröße der Porenwasserüberdruck im Halbraum unter der Lastplatte eingeführt. Als Besonderheit ergab sich bei den verschiebungsgesteuerten Versuchen ein annähernd stationärer Porenwasserüberdruck-Plateauwert trotz Belastungszunahme. Hierbei tritt der Vorgang des Auspressens von Porenwasser in einen Endzustand, bei dem der Porenwasserüberdruck asymptotisch einem Endwert zustrebt.

Bei den kraftgesteuerten Versuchen war es möglich, durch eine kombinierte elektrohydraulische Steuer- und Registriereinrichtung die Setzung nach etwa 500 ms nach Aufbringen einer Laststufe zu messen. Diese Setzung wurde im folgenden mit der theoretischen "Sofortsetzung" verglichen.

Im theoretischen Teil der Arbeit wurde zunächst das Problem der schlaffen, verschiebungsgesteuerten Lastplatte auf der Grundlage der Konsolidationstheorie nach Heinrich und Desoyer durch Einführen der speziellen Randbedingungen in die Differentialgleichungen mit Anwendung von Integraltransformationen analytisch gelöst.

Hierbei wurden dem Korngerüst ein konstanter Kompressionsmodul und ein viskoelastischer Zusammenhang zwischen dem Deviator des Spannungs- und des Verzerungstensors nach der Art des Zener-Modells unterstellt. Damit war es möglich, durch Grenzübergänge auch den Fall des rein elastischen Korngerüsts vergleichend zu behandeln. Die Durchlässigkeit wurde konstant angenommen.

Der Vergleich der analytischen bzw. numerischen Berechnungen mit den Messungen der verschiebungsgesteuerten Plattendruckversuche führte zu den folgenden Ergebnissen:

1. Die experimentell bestimmten Werte des Elastizitätsmoduls und der Durchlässigkeit unterliegen zum Teil Abweichungen, die über den Rahmen der bei bodenmechanischen Versuchen zu erwartenden Genauigkeit hinausgehen. Es wird dadurch deutlich, daß die als konstant betrachteten Stoffparameter, die sowohl der verwendeten Konsolidationstheorie als auch dem eingebauten linear-bzw. viskoelastischen Stoffgesetz zugrunde gelegt werden, nur unzureichend geeignet sind, den vorliegenden Seeton zu beschreiben.

2. Der Vergleich der Modellrechnungen als Funktion der Druckkraft über der Verschiebung mit den Meßwerten zeigt, daß
 - a) das linearelastische Stoffmodell nicht in der Lage ist, den gemessenen, gekrümmten Verlauf wiederzugeben und zu keiner nennenswerten Übereinstimmung führt (die Beziehung zwischen der gerechneten Druckkraft und der Verschiebung ist annähernd linear);
 - b) das viskoelastische (Zener)-Modell durch geeignete Parameteranpassung eine Krümmung der Druckkraftlinie produziert und damit dem beobachteten physikalischen Sachverhalt entspricht.

Für weitere theoretische Stoffbetrachtungen bedeutet dies, daß mit dem zu wählenden Stoffmodell auch viskoelastische Elemente bzw. Effekte zu berücksichtigen sind.
3. Der experimentell beobachtete Plateauwert des Porenwasserüberdrucks, der sich bei fortschreitender Belastungszunahme einstellt, ließ sich analytisch auf der Grundlage der verwendeten Konsolidationstheorie in Verbindung mit dem linearelastischen und viskoelastischen Stoffmodell bestätigen.
4. Der Plateauwert des Porenwasserüberdrucks gestattet die Berechnung eines Durchlässigkeitsbeiwertes des Bodens. Dieser Wert ist nur in Verbindung mit dem verwendeten mathematischen Modell gültig; er stellt also keine objektive Stoffgröße dar.

Die Vergleichsrechnungen zu den kraftgesteuerten Plattendruckversuchen führten zu den folgenden Ergebnissen:

5. Das linearelastische Korngerüst liefert den größten Betrag der Sofortsetzung; die gemessene Sofortsetzung war stets kleiner als die gerechnete.
6. Erst durch die Einführung des viskoelastischen Deviatormodells (Zener-Modell) wird die gerechnete Sofortsetzung kleiner und paßt sich dann - wie auch der gesamte errechnete Setzungsverlauf - besser an die Meßwerte an.
7. Die Auswertung der Setzungsmessungen ergibt Werte für den Elastizitätsmodul, die mit größer werdender Laststufe abnehmen. Unter der Annahme des konstanten Kompressionsmoduls dürfte dieses Ergebnis zum Teil als Veränderlichkeit der das Scherverhalten des Bodens bestimmenden Materialparameter zu werten sein.
8. Der Anfangsporenwasserüberdruck ist unabhängig von den verwendeten Stoffparametern.

Im Schlußteil der Arbeit wurden für den gewählten Voralpenseeton die den verwendeten Stoffbeziehungen zugrunde liegenden Parameter wie Konsolidierungsbeiwert c_v , Verhältnis der Federsteifigkeiten des Zener-Modells und die Relaxationszeit η/\bar{c} ermittelt.

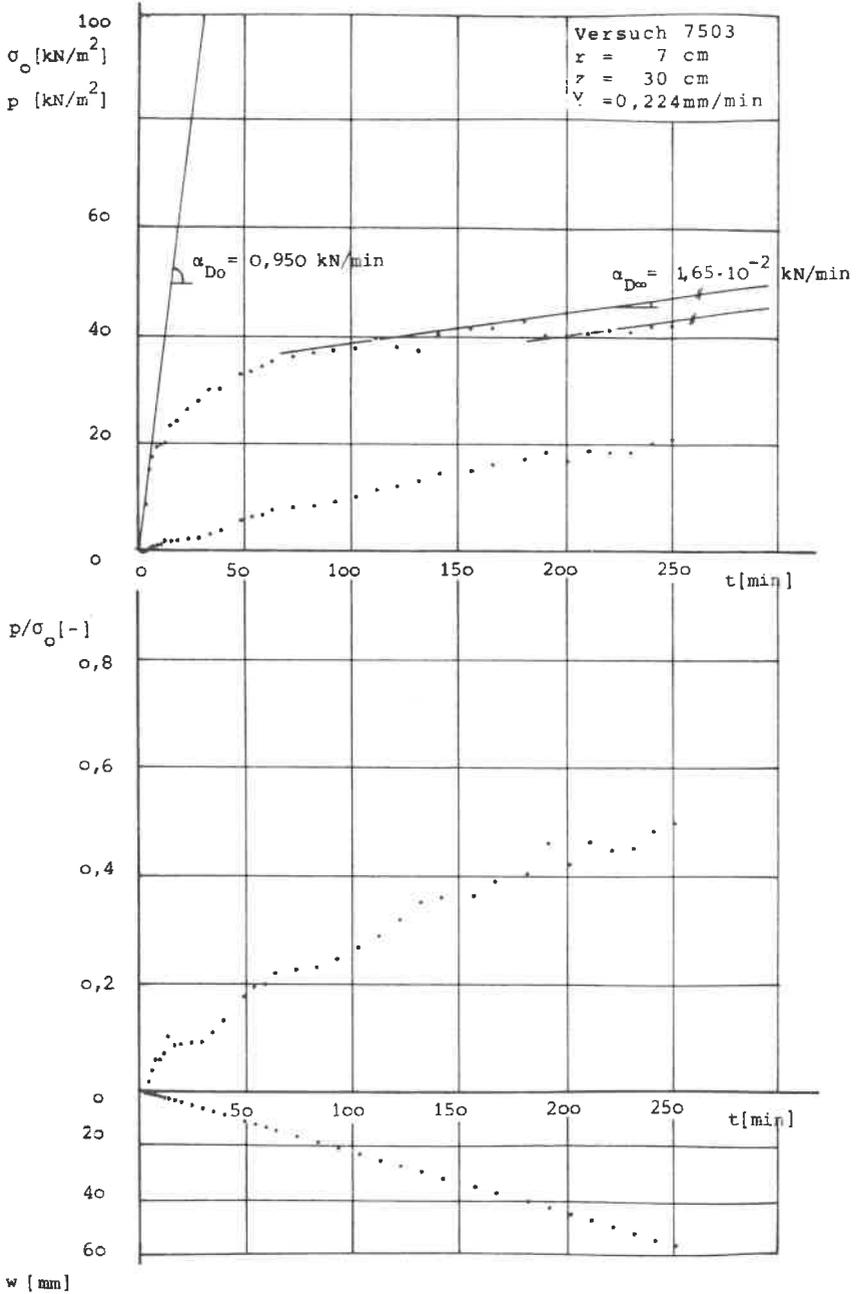
Der Vergleich des durch die Experimente beobachteten physikalischen Sachverhalts mit den Ergebnissen der stofftheoretischen Untersuchungen gibt Anlaß, den dargestellten Befund durch weitere Veränderungen beim Stoffgesetz zu ergänzen. Betrachtet man beispielsweise den Elastizitätsmodul und die Durchlässigkeit nicht mehr als Konstante, dann werden allerdings die dem Problem zugrunde gelegten Differentialgleichungen nicht mehr geschlossen integrierbar. Der Rechenaufwand erhöht sich dementsprechend, Vergleichsrechnungen lassen sich nicht wie bisher anhand geschlossener, analytischer Lösungen anstellen. Andere rheologische Modelle könnten infolge der Formulierung des Stoffverhaltens mit der Operatorenmethode mathematisch leicht in die Konsolidationstheorie eingebaut werden.

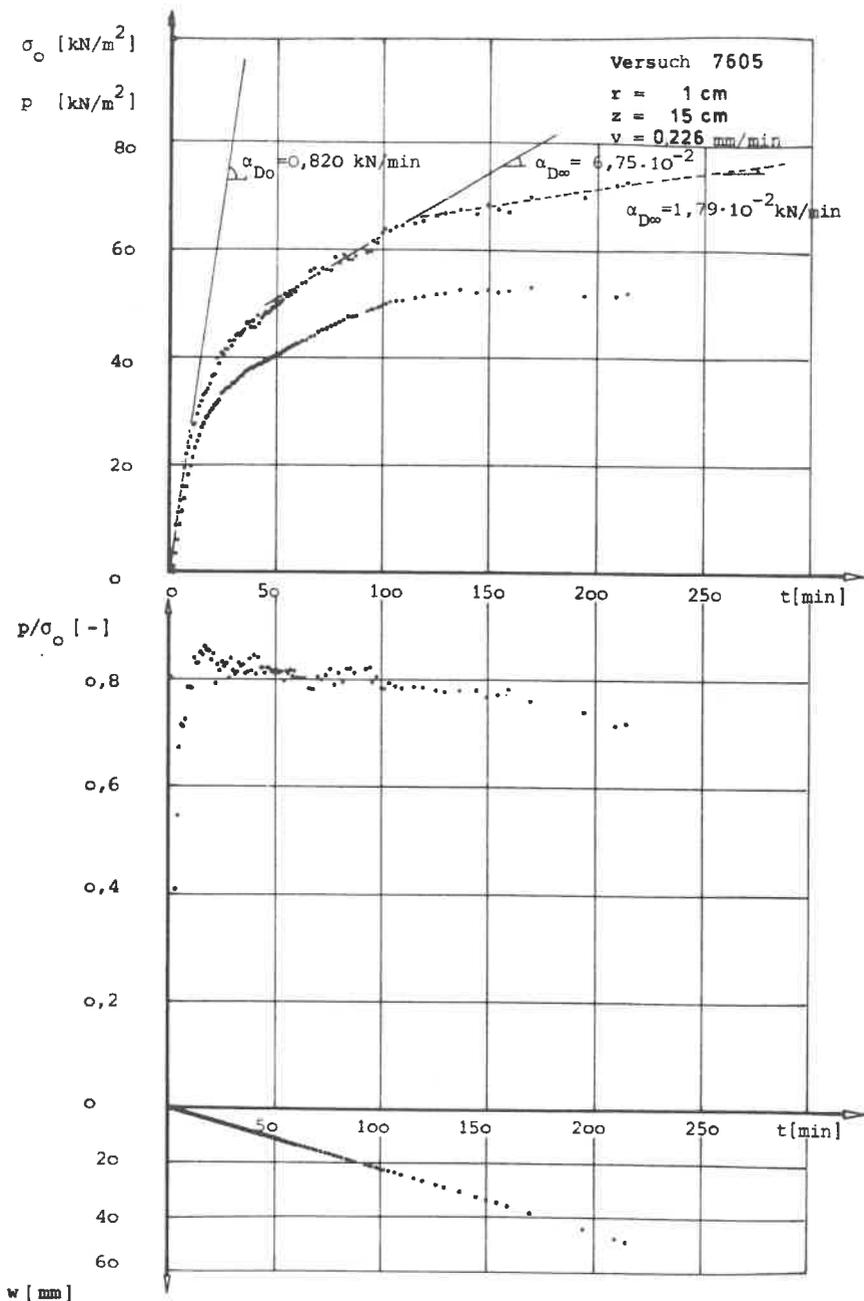
Sicherlich wird durch diese Versuchsreihen die Zahl der Möglichkeiten vergrößert, zweidimensionale, konsolidationstheoretische Untersuchungen und Stoffgesetze zu überprüfen.

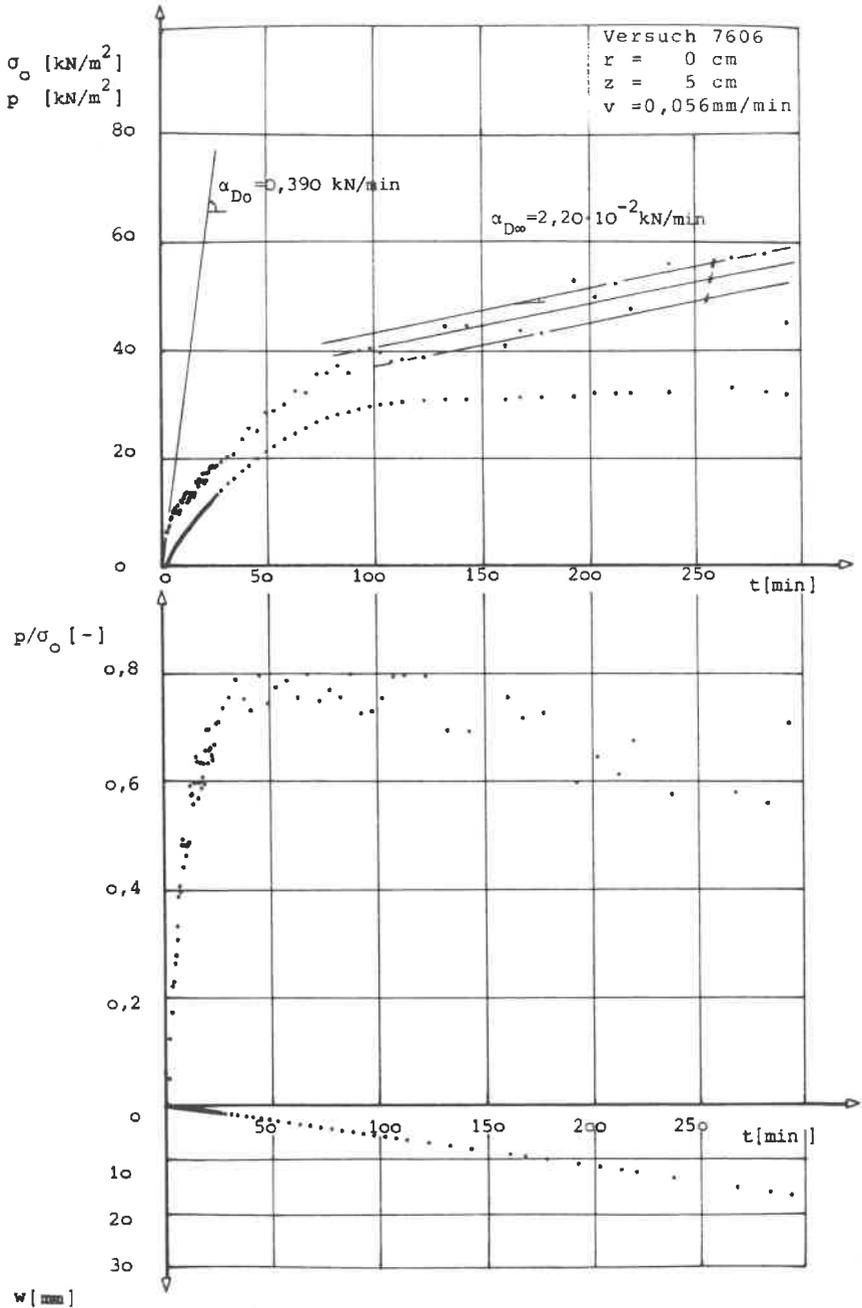
In einer abschließenden, praktischen Bewertung stellt sich der verschiebungsgesteuerte Plattendruckversuch in Zusammenhang mit der Porenwasserüberdruckmessung auf weichen, konsolidierenden Böden als Ersatz für den bisherigen, kraftgesteuerten Plattendruckversuch dar, wobei auf die enorme Zeitersparnis und einen zusätzlichen Auswertungsvorteil bezüglich der Durchlässigkeit hingewiesen werden kann.

A N H A N G

Der vorliegende Anhang wurde auf die Anlagen E 2.1,5,10 und E 4.1 beschränkt. Der vollständige Anhang liegt als Beiheft vor.







Berechnung des Anfangsporenwasserüberdrucks p_0 :

Aus Gl. C1.6

$$p_0 = \lim_{s \rightarrow \infty} \frac{D}{\pi \cdot b} \int_0^{\infty} \frac{1 + \sqrt{\frac{1}{2}}}{\frac{\nu(a_1 s^{2q+1})}{(1-\nu)(a_2 s^{2q+1})} + \sqrt{\frac{1}{2}}} \left[e^{-\sqrt{\frac{1}{2}}(\lambda_1 \cdot z)} - e^{-\lambda_2 z} \right] \tilde{J}_0(r\lambda) \tilde{J}_1(b\lambda) d\lambda$$

$$p_0 = \frac{D}{\pi \cdot b} \int_0^{\infty} e^{-\lambda_1 z} \cdot \tilde{J}_0(r\lambda) \tilde{J}_1(b\lambda) d\lambda$$

$$p_0 = \frac{D}{\pi \cdot b \cdot z^2} \int_0^{\infty} e^{-\lambda_1 \cdot z} \cdot \tilde{J}_0\left(\frac{r}{z} \lambda_1\right) \cdot \tilde{J}_1(\lambda_1) d\lambda_1$$

$$p_0 = \frac{D}{\pi \cdot b \cdot z^2} \frac{1}{1 + \left(\frac{r}{z}\right)^2} \quad (r=0)$$

Berechnung von α_{D0} und $\alpha_{D\infty}$ aus der Gleichung B2.1.25

Aus Gl. B2.1.25 folgt:

$$\alpha_{D0} = \lim_{s \rightarrow \infty} \frac{\hat{\pi} \cdot b \cdot \nu \cdot E}{(1+\nu)} \frac{1}{\int_0^{\frac{1}{s^{2q+1}}} \frac{1 + \sqrt{\frac{1}{2}}}{\frac{\nu(a_2 s^{2q+1})}{(1-\nu)(a_3 s^{2q+1})} + \sqrt{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{\tilde{J}_1(b\lambda)}{\lambda} d\lambda}$$

$$\sqrt{\frac{1}{2}} = \sqrt{1 + a_1 \frac{s^{2q}(s^{2q+1})}{a_2 s^{2q+1}}}$$

$$\alpha_{D0} = \lim_{s \rightarrow \infty} \frac{\hat{\pi} \cdot b \cdot \nu \cdot E}{(1+\nu)} \frac{1}{\int_0^{\frac{1}{(1+q) \cdot \frac{1}{s^{2q+1}}}} \frac{1 + \frac{1}{s^q}}{(1+q) \cdot \frac{1}{s^{2q+1}}} \cdot \frac{-a_1 \cdot \frac{s^{2q}(s^{2q+1})}{a_2 s^{2q+1}}}{\left[\frac{\nu(a_2 s^{2q+1})}{(1-\nu)(a_3 s^{2q+1})} + \sqrt{\frac{1}{2}} \right]} \cdot \frac{\tilde{J}_1(b\lambda)}{\lambda} d\lambda}$$

$$\alpha_{D0} = \frac{\hat{\pi} \cdot b \cdot \nu \cdot E}{(1+\nu)} \frac{1}{\int_0^{\frac{1}{1 + \frac{E}{E_1}}} \frac{\tilde{J}_1(b\lambda)}{\lambda} d\lambda} = \frac{\hat{\pi} \cdot b \cdot \nu \cdot E \left(1 + \frac{E}{E_1}\right)}{(1+\nu)}$$

$$\alpha_{D\infty} = \lim_{s \rightarrow 0} \frac{\hat{\pi} \cdot b \cdot \nu \cdot E}{(1+\nu)} \frac{1}{\int_0^{\frac{q}{2} s^{2q+1}} \frac{1 + \sqrt{\frac{1}{2}}}{\frac{\nu \left[\left(1 - \frac{1-2\nu}{\nu} \cdot \frac{q}{2} s^{2q+1}\right) \frac{q}{2} s^{2q+1} \right]}{(1-\nu) \left[\left(1 + \frac{1-2\nu}{2-\nu} \cdot \frac{q}{2} s^{2q+1}\right) \frac{q}{2} s^{2q+1} \right]} + \sqrt{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{\tilde{J}_1(b\lambda)}{\lambda} d\lambda}$$

$$\alpha_{D\infty} = \frac{\hat{\pi} \cdot b \cdot \nu \cdot E}{(1+\nu)} \frac{1}{\int_0^{\frac{1}{\frac{\nu}{2-\nu} + 1}} \frac{\tilde{J}_1(b\lambda)}{\lambda} d\lambda} = \frac{\hat{\pi} \cdot b \cdot \nu \cdot E}{2(1+\nu)(1-\nu)}$$

Nachwort des Autors

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation während meiner Tätigkeit am Institut für Grundbau und Bodenmechanik der Universität Stuttgart. Herrn Professor Dr.-Ing. U. Smolczyk danke ich für die wohlwollende Förderung der Arbeit und die Übernahme des Hauptberichtes. Mein Dank gilt in gleicher Weise Herrn Professor Dr.-Ing. H. Bufler, der den Mitbericht übernahm. Besonderer Dank gebührt an dieser Stelle Herrn Dr.-habil. Gußmann für seine Hinweise bei der Abfassung des theoretischen Teils der Arbeit. Schließlich danke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Finanzierung des Versuchsprogrammes.

Leutkirch, im Dezember 1979

Ulrich

ZUM MODELLGESETZ DER KONSOLIDATION

von Privatdozent Dr.-Ing. Peter Gußmann, Universität Stuttgart

ZUSAMMENFASSUNG

Das aus der eindimensionalen Konsolidationstheorie entwickelte Modellgesetz sagt aus, daß sich die Konsolidationszeiten - bei gleichen Bodeneigenschaften - proportional zum Quadrat der Schichtstärken verändern. Die Praxis zeigt nun, daß die aus Oedometerversuchen nach diesem Modellgesetz hochgerechneten Zeiten häufig zu hoch liegen. Diese Erfahrungstatsache wird teilweise dadurch empirisch berücksichtigt, daß der quadratische Exponent reduziert wird auf Werte zwischen 1.7 und 1.9.

Unterstellt man dem Boden nicht das Hooke'sche Modell, sondern z. B. ein Kelvin-Modell bezüglich des Verformungsverhaltens des Korngerüsts, so kann die Zeitsetzung aufgespalten werden in einen reinen Konsolidationsanteil und einen weiter verzögerten viskosen Zeitanteil. Während für den Konsolidationsanteil weiterhin das quadratische Modellgesetz gilt, ist der viskose Zeitanteil auch beim gekoppelten Problem nicht mehr von der Schichtstärke abhängig, sondern näherungsweise additiv. Bei der Übertragung der Konsolidationszeiten vom cm-Bereich auf den m-Bereich wird somit nach dem quadratischen Modellgesetz für den gesamten Konsolidationsanteil der viskose Zeitanteil bei weitem überschätzt.

In der vorliegenden Arbeit wird ein Weg aufgezeigt, wie aus Oedometerversuchen mit unterschiedlichen Probenhöhen der Konsolidationsanteil herausgefiltert werden kann. Das dem Kelvin-Modell zugeordnete Modellgesetz der Konsolidation wird abgeleitet. In der Anwendung auf die großen Längenverhältnisse von der geologischen Schicht zur Probenhöhe im Labor zeigt das neue Modellgesetz in guter Näherung ebenfalls die quadratische Abhängigkeit von der Schichtstärke, bezogen aber nur auf den Zeitanteil der reinen Konsolidation vom Oedometerversuch. Die empirisch gefundene Reduktion des Exponenten des Längenverhältnisses wird durch das Kelvin-Modell zwar in der Tendenz bestätigt, die mathematische Formulierung zeigt jedoch eine Abhängigkeit von einem durch Schichtstärke und Durchlässigkeit normierten Dämpfungswert.

Eindimensionale Konsolidation beim Kelvin-Modell

Bezeichnet man die Federsteifigkeit des Kelvin-Modells nach Bild 1 als Steifemodul E_s [kN/m²], die Dämpfungskonstante als dynamische Zähigkeit mit η [kNs/m²], die spezifische Durchlässigkeit des Bodens mit k [m/s], die Wichte des Wassers mit γ_w [kN/m³], die Schichtstärke nach Bild 2 mit l [m], die Setzung mit s [m], die Zeit mit t [s] und führt die dimensionslosen Größen

$$\kappa = \frac{4\pi k E_s t}{\gamma_w l^2} \tag{1}$$

$$\bar{\eta} = \frac{\eta k}{\gamma_w l^2} \tag{2}$$

$$\bar{s} = \frac{s}{s_\infty} = \frac{s}{\frac{q l}{E_s}} \tag{3}$$

ein, so ergibt sich als Lösung für die Oberflächensetzung einer wassergesättigten Tonschicht unter einer plötzlich aufbrachten, konstanten Last q [kN/m²] nach [1].

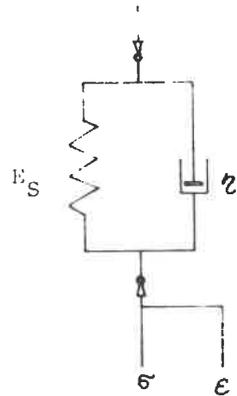


Bild 1 Kelvin-Modell

$$\bar{s}(\kappa, \bar{\eta}) = 1 - e^{-\frac{\kappa}{4\pi\bar{\eta}}} + 8 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\varphi_n^2} \left[e^{-\frac{\kappa}{4\pi\bar{\eta}}} - e^{-\frac{\kappa}{4\pi(\bar{\eta} + 1/\varphi_n^2)}} \right]; \quad \varphi_n = (2n+1)\pi \tag{4}$$

Eine grafische Auswertung dieser Formel in Abhängigkeit von der dimensionslosen Zeit ist aus Bild 3 ersichtlich. Bild 4 zeigt den Verlauf der normierten Setzung bei logarithmischem Zeitmaßstab. Der Parameter $\bar{\eta} = 0$ kennzeichnet den reinen Konsolidationsanteil beim Hooke'schen Modell. Hierfür erhält man die bekannte Lösung

$$\begin{aligned} \bar{s}(\kappa, \bar{\eta}=0) &= \bar{s}(\kappa, 0) = \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\varphi_n^2} e^{-\frac{\varphi_n^2 \kappa}{4\pi}} \end{aligned}$$

(4) 1

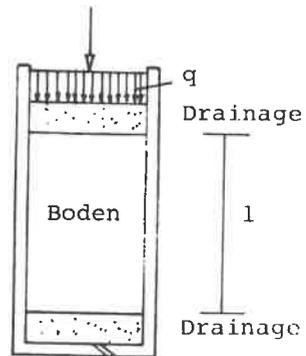


Bild 2 Bezeichnungen

mit $\varphi_n = (2n+1)\pi$

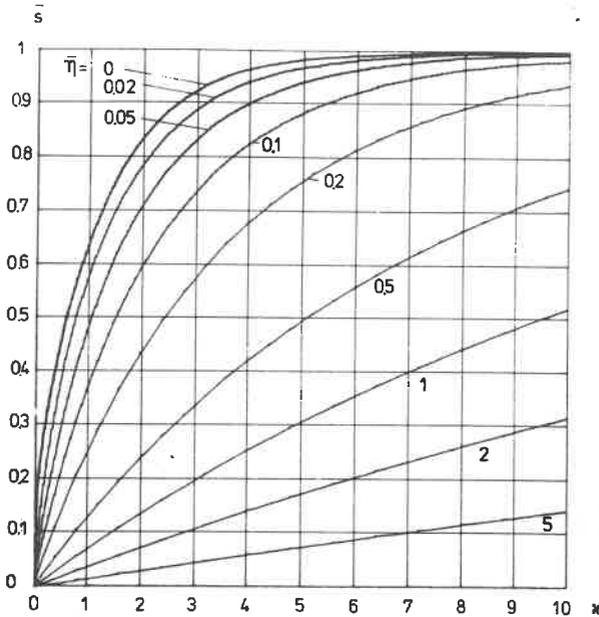


Bild 3 Normierte Gesamtsetzung in Abhängigkeit von der Zeit
bei Annahme eines Kelvin-Modells

Das Modellgesetz

Der gleichartige Verlauf der einzelnen Zeitsetzungskurven für unterschiedliche Dämpfungskonstanten $\bar{\eta}$ im logarithmischen Maßstab nach Bild 4 läßt es als zweckmäßig erscheinen, eine Näherungslösung derart zu entwickeln, daß alle Kurven auf die Kurve für $\bar{\eta} = 0$, d.h. auf die Lösung des eindimensionalen Konsolidationsproblems beim Hooke'schen Modell zurückgeführt werden. Als eine für alle $\bar{\eta}$ -Werte äußerst genaue Näherungslösung kann der Zusammenhang

$$\kappa(\bar{\eta}, \bar{s}) - \kappa(0, \bar{s}) = 4\pi\bar{\eta} g(\bar{s}) \quad \text{mit} \quad g(\bar{s}) = \ln \frac{1}{1-\bar{s}} \quad (5)$$

abgeleitet werden, nach dem die Zeitdifferenz zwischen Kelvin- und Hooke'schem Modell bei gleichem Setzungswert durch einen linearen Ansatz bezüglich $\bar{\eta}$ ausgedrückt wird. Den zu einem vorgegebenen Setzungswert \bar{s} zugehörigen Zeitwert $\kappa(0, \bar{s})$ erhält man am einfachsten aus der grafischen Auswertung für $\bar{\eta} = 0$ nach Bild 3 oder 4. Unter Berücksichtigung der Gln. (1) und (2) ergibt sich nach Kürzen mit dem gemeinsamen Faktor $k/(\gamma_w l^2)$

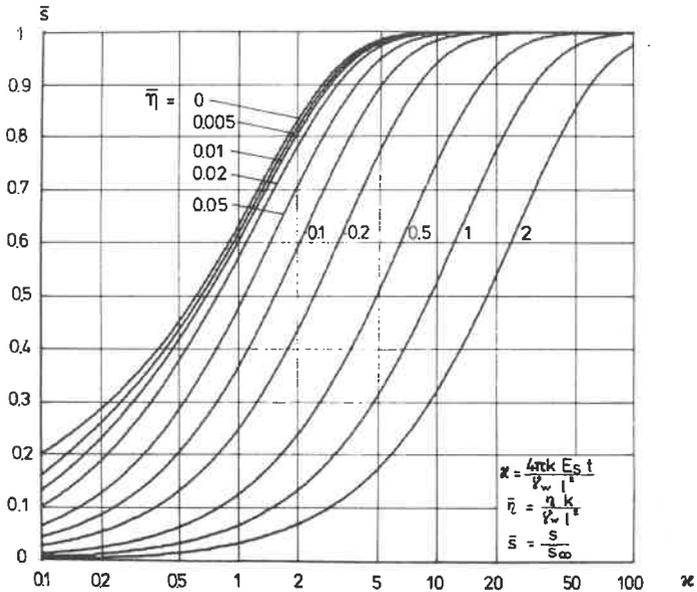


Bild 4 Normierte Gesamtsetzung bei logarithmischem Zeitmaßstab

$$t(\eta, \bar{s}) - t(0, \bar{s}) = \frac{\eta}{E_s} g(\bar{s}) \quad (5)_1$$

wo $t(\eta, \bar{s})$ die zum normierten Setzungswert \bar{s} gehörige Gesamtzeit, $t(0, \bar{s})$ die entsprechende reine Konsolidationszeit bezeichnen. Physikalisch bedeutet dies, daß die den viskosen Anteil kennzeichnende Zeit-Differenz auch beim gekoppelten Problem näherungsweise unabhängig ist von der Schichtstärke.

Da für den reinen Konsolidationsanteil weiterhin das bekannte quadratische Modellgesetz gilt, kann das Modellgesetz der eindimensionalen Konsolidation mit dem Kelvin-Modell direkt formuliert werden zu

$$t_2(\eta, \bar{s}) = \frac{l_2^2}{l_1^2} t_1(0, \bar{s}) + t_1(\eta, \bar{s}) - t_1(0, \bar{s})$$

oder umgeformt

$$\frac{t_2(\eta, \bar{s})}{t_1(\eta, \bar{s})} = 1 + \frac{t_1(0, \bar{s})}{t_1(\eta, \bar{s})} \left(\frac{l_2^2}{l_1^2} - 1 \right) \quad (6)$$

Die Indices 1 und 2 kennzeichnen die unterschiedlichen Schichtstärken l_1 und l_2 zweier Bodenschichten mit gleichen Bodeneigenschaften.

Für große Längenverhältnisse ergibt sich die Näherung

$$\frac{t_2(\bar{\eta}, \bar{s})}{t_1(0, \bar{s})} \approx \frac{l_2^2}{l_1^2}; \quad l_2 \gg l_1 \quad (6)_1$$

Dieses Modellgesetz kann auch ohne die obige Ableitung vermutet werden: Da beim reinen Kelvin-Modell ohne Konsolidation die Setzungszeit der normierten Setzung unter konstanter Belastung unabhängig ist von der Schichtstärke, ist für das mit der Konsolidation gekoppelte Kelvin-Modell ein quadratisches Modellgesetz für den reinen Konsolidationsanteil als durchschlagend zu erwarten. Daß durch die Kopplung eine größere Abhängigkeit der die viskose Setzung charakterisierende Differenz-Zeit von der Schichtstärke erzeugt werden könnte, erscheint unwahrscheinlich. Selbst wenn die viskose Differenz-Zeit bei einer Bodenprobe im Labor ein mehrfaches der reinen Konsolidationszeit betragen sollte, ist dieser additive Anteil bei Schichtstärken im m-Bereich und Konsolidationszeiten von Monaten oder Jahren absolut vernachlässigbar.

Für die praktische Berechnung der Konsolidationszeiten ist es zweckmäßig, das Modellgesetz auch in Abhängigkeit des dimensionslosen Dämpfungswertes $\bar{\eta}$ zu formulieren.

Die direkte Ableitung aus Glg. (5) liefert zunächst

$$\kappa(\bar{\eta}, \bar{s}) = \kappa(0, \bar{s}) + 4\pi g(\bar{s})\bar{\eta} \quad (7)$$

und daraus ergibt sich

$$\frac{\kappa_2(\bar{\eta}_2, \bar{s})}{\kappa_1(\bar{\eta}_1, \bar{s})} = \frac{\kappa_2(0, \bar{s}) + 4\pi g(\bar{s})\bar{\eta}_2}{\kappa_1(0, \bar{s}) + 4\pi g(\bar{s})\bar{\eta}_1} = \frac{1 + \frac{4\pi g(\bar{s})}{\kappa_2(0, \bar{s})}\bar{\eta}_2}{1 + \frac{4\pi g(\bar{s})}{\kappa_1(0, \bar{s})}\bar{\eta}_1} \quad (8)$$

Mit den Abkürzungen

$$\lambda = \frac{l_2}{l_1}; \quad \tau = \frac{t_2(\bar{\eta}, \bar{s})}{t_1(\bar{\eta}, \bar{s})} = \frac{\kappa_2(\bar{\eta}, \bar{s})}{\kappa_1(\bar{\eta}, \bar{s})} \lambda^2; \quad c(\bar{s}) = \frac{4\pi g(\bar{s})}{\kappa(0, \bar{s})} \quad (9)$$

und mit

$$\kappa_1(0, \bar{s}) = \kappa_2(0, \bar{s}) = \kappa(0, \bar{s}); \quad \bar{\eta}_1 = \lambda^2 \bar{\eta}_2 \quad (10)$$

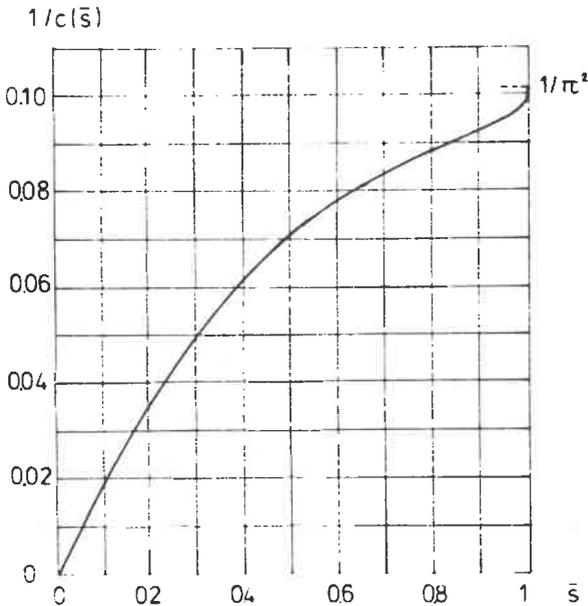
erhält man das Modellgesetz in der Form

$$\tau = \frac{\lambda^2 + c(\bar{s})\bar{\eta}_1}{1 + c(\bar{s})\bar{\eta}_1} \quad (11)$$

mit der Näherung

$$\tau = \frac{\lambda^2}{1 + c(\bar{s})\bar{\eta}_1} \quad \text{für} \quad \lambda > 100 \quad (11)_1$$

Die Abhängigkeit des Wertes c von \bar{s} ist aus Bild 5 ersichtlich.

Bild 5 Auswertung der Funktion $1/c(\bar{s})$

Die Bestimmung der Modellparameter

Bevor ein Weg aufgezeigt wird, wie die Parameter k , E_s und η experimentell bestimmt werden können, muß zunächst darauf hingewiesen werden, daß speziell der Parameter k , der ja die spezifische Durchlässigkeit darstellt, hier nur indirekt bestimmt werden kann. Das bedeutet aber, daß der so bestimmte k -Wert nur dann mit der wirklichen Durchlässigkeit des Bodens übereinstimmt, wenn die Modell-Voraussetzungen für den Boden auch zutreffen. Nur wenn sich also das Verformungsverhalten des Bodens mit ausreichender Genauigkeit durch ein Kelvin-Modell mit konstanten Parametern beschreiben läßt und wenn die sonstigen Voraussetzungen der Konsolidationstheorie ebenso gut dem wirklichen Verhalten nahe kommen, sind diese Parameter Bodenkonstanten. Da dies nur bedingt der Fall sein dürfte, sollte man diese Parameter korrekt als Modell-Parameter und nicht als Boden-Parameter verstehen. Diese Aussage gilt vor allem auch für den k -Wert, der z.B. nicht aus einem Durchlässigkeitsversuch bestimmt werden sollte.

Zur Bestimmung der Modellparameter kann vom Modellgesetz ausgegangen werden. Löst man Glg. (11) nach $\bar{\eta}$ auf, so ergibt sich

$$\bar{\eta}_1 = \frac{1}{c(\bar{s})} \frac{\lambda^2 - \tau}{\tau - 1} \quad (12)$$

Den Steifemodul E_s erhält man wie üblich aus der Endsetzung s_∞ zu

$$E_s = \frac{q_1}{s_\infty} \quad (13)$$

Mit Glg. (7) folgt aus (12) zunächst

$$\bar{\eta}_1 = \left[\frac{\kappa_1(\eta, \bar{s})}{4\pi g(\bar{s})} - \bar{\eta}_1 \right] \frac{\lambda^2 - \tau}{\tau - 1}$$

daraus

$$\bar{\eta}_1 = \frac{\kappa_1(\eta, \bar{s})}{4\pi g(\bar{s})} \frac{\lambda^2 - \tau}{\lambda^2 - 1}$$

und mit den Gln. (1) und (2) die dynamische Zähigkeit

$$\eta = \frac{E_s t_1(\eta, \bar{s})}{g(\bar{s})} \frac{\lambda^2 - \tau}{\lambda^2 - 1} \quad (14)$$

Die reine Konsolidationszeit für die Schicht 1 ergibt sich aus Glg. (7) bei Beachtung von (1), (2) und (14) zu

$$t_1(o, \bar{s}) = t_1(\eta, \bar{s}) \frac{\tau - 1}{\lambda^2 - 1} \quad (15)$$

Die Durchlässigkeit k erhält man aus Glg. (2) und mit den Gln. (9), (12) und (14)

$$k = \frac{\kappa(o, \bar{s}) \gamma_w l_1^2}{4\pi E_s t_1(\eta, \bar{s})} \frac{\lambda^2 - 1}{\tau - 1} \quad (16)$$

Da bei der experimentellen Durchführung der Versuche die Reibung bei den hohen Proben stark zunimmt, ist die Bestimmung der Parameter in der Praxis zweckmäßigerweise besser aus Versuchen mit unterschiedlicher Drainage und gleicher Probenhöhe [1] durchzuführen, da sich bei der Differenzsetzung die Reibungsanteile wegheben dürften.

Die Ergebnisse von ersten Versuchen an unterschiedlichen Böden werden zu einem späteren Zeitpunkt veröffentlicht.

Beispiel (theoretisch)

Um die Setzungen für eine geplante Straße im Bereich einer zwischen 5 und 10 m starken, zweiseitig drainierten Tonschicht vorwegzunehmen, soll vorgeschüttet werden. Gefragt sei nach den Zeiten für 50 % und 90 % der Gesamtsetzung, also nach $t(\eta, 0.5)$ und $t(\eta, 0.9)$. Die Auswertung der Laborversuche an zwei unterschiedlich hohen Proben im Oedometerversuch ergab folgende Werte:

| | Probe 1 | Probe 2 | |
|-------------------|---------|---------|-------------------|
| Probenhöhe mm | 14 | 28 | $\lambda = 2$ |
| $t(\eta, 0.5)$ h | 0,5 | 1,1 | $\tau(0,5) = 2,2$ |
| $t(\eta, 0.9)$ h | 2,2 | 4,4 | $\tau(0,9) = 2,0$ |

Aus Glg. (15) ergeben sich die reinen Konsolidationszeiten der Probe 1 zu

$$t(o, 0.5) = 0.5 \frac{2.2 - 1}{4 - 1} = 0.2 \text{ h}$$

$$t(o, 0.9) = 2.2 \frac{2 - 1}{4 - 1} = 0.75 \text{ h}$$

Für die Tonschicht erhält man nach Glg. (6)₁ die Gesamtsetzungszeiten

$$t(\eta, 0.5) = 0.2 \frac{5^2}{(0.014)^2} \frac{1}{24 \cdot 365} = 2,9 \text{ Jahre} \quad \dots l = 5 \text{ m}$$

$$= 0.2 \frac{10^2}{(0.014)^2} \frac{1}{24 \cdot 365} = 11,7 \text{ Jahre} \quad \dots l = 10 \text{ m}$$

$$t(\eta, 0.9) = 0.75 \frac{5^2}{(0.014)^2} \frac{1}{24 \cdot 365} = 11 \text{ Jahre} \quad \dots l = 5 \text{ m}$$

$$= 0.75 \frac{10^2}{(0.014)^2} \frac{1}{24 \cdot 365} = 44 \text{ Jahre} \quad \dots l = 10 \text{ m}$$

Betrachtete man die Setzungszeiten der Probe 1 als reine Konsolidation und rechnete man die Setzungszeiten der Tonschicht nach dem üblichen Modellgesetz hoch, erhielte man um den Faktor

$$\frac{t(\eta, 0.5)}{t(o, 0.5)} = \frac{0.5}{0.2} = 2.5 \quad \text{bzw.} \quad \frac{t(\eta, 0.9)}{t(o, 0.9)} = \frac{2.2}{0.75} = 2,9$$

überhöhte Setzungszeiten.

Drückt man die nach dem neuen Modellgesetz ermittelten Setzungszeiten durch einen reduzierten Exponenten des Längenverhältnisses aus, so erhält man die vier unterschiedlichen Exponenten

| $l = 5 \text{ m}$ | $l = 10 \text{ m}$ | |
|-------------------|--------------------|-----------------|
| 1.84 | 1.86 | $\bar{s} = 0.5$ |
| 1.82 | 1.83 | $\bar{s} = 0.9$ |

die zu den normierten Setzungswerten $\bar{s} = 0.5$ bzw. 0.9 und zu den Schichtstärken 5 bzw. 10 m gehören. Die in der Praxis übliche empirische Reduktion des Exponenten erfaßt also die Tendenz richtig. Da der Exponent jedoch abhängig ist vom Längenverhältnis und von den Modellparametern, sollte man diesen Weg nicht weiter verfolgen.

Ausblick

Für die gekoppelte Konsolidation mit visko-elastischem Verhalten nach Art eines Kelvin-Modells wurde für das eindimensionale Problem ein Modellgesetz abgeleitet und aufbereitet.

Die praktische Erfahrung einer kürzeren Konsolidationszeit, als sie nach dem bekannten quadratischen Modellgesetz hochgerechnet werden kann, ist dadurch erklärbar.

Auf der anderen Seite muß beachtet werden, daß das Kelvin-Modell zwar gegenüber dem Hooke'schen Modell eine Verfeinerung darstellt, die bei manchen Bodenarten zu falschen Ergebnissen führen kann.

Der vorgezeigte Weg der Untersuchung von Böden an unterschiedlich hohen Proben im Zusammenhang mit der theoretischen Entwicklung von Lösungen für andere rheologische Modelle, bei ggfs. variablen Koeffizienten, sollte jedoch fortgesetzt werden.

LITERATUR

- |1| Gussmann, P. (1979): *Die Bestimmung bodenmechanischer Parameter aus unterschiedlich dränierten Zeitsetzungs-Versuchen*
GEOTECHNIK, Jahrgang 2, 1979, S. 148 - 154

Weitere Veröffentlichungen des Baugrundinstituts und seiner
Mitarbeiter

- 1 Smoltczyk, U. (1974) *Studienunterlagen*
330 Seiten, broschiert DM 26,50
- 2 Gußmann, P. (1973) *Ausgleichsvorgänge eindimensionaler Strömungen bei beliebiger Anfangsbedingung unter besonderer Berücksichtigung der Konsolidation einseitig dräniertes Tonschichten*
Die Bautechnik 50, 20 - 25 Sonderdruck
- 3 Thamm, B.R. (1973) *Die "Cam-Clay"-Theorie und das "Critical-State"-Konzept*
Der Bauingenieur 48, 311 - 314 Sonderdruck
- 4 Gußmann, P./Spotka, H. (1973) *Eindimensionale Konsolidation mehrschichtiger Tonböden*
Die Bautechnik 50, 265 - 272 Sonderdruck
- 5 Thamm, B.R. (1973) *Anwendung der Finite-Element-Methode zur Berechnung von Spannungen in wassergesättigten Böden*
Der Bauingenieur 48, 370 - 374 Sonderdruck
- 6 Gußmann, P. (1974) *Different methods of evaluating the influence of seepage forces on slope stability*
Deutsche Beiträge zur Geotechnik Nr. 2, 61 - 73
- 7 Gußmann, P./Schad, H. (1974) *Practical considerations in the application of finite element techniques to soil problems*
Deutsche Beiträge zur Geotechnik Nr. 2, 74 - 90
- 8 Gußmann, P./Spotka, H. (1974) *One-dimensional consolidation of multi-layered clays*
Deutsche Beiträge zur Geotechnik Nr. 2, 91 - 102
- 9 Gußmann, P./Thamm, B. (1974) *Two-dimensional consolidation of triaxial test specimen*
Deutsche Beiträge zur Geotechnik Nr. 2, 103 - 117
- 10 Schad, H. et al. (1974) *Stresses in concrete caisson bells*
Deutsche Beiträge zur Geotechnik Nr. 2, 118 - 121
- 11 Smoltczyk, U. (1974) *Improved technique for foundations on slopes*
Deutsche Beiträge zur Geotechnik Nr. 2, 122 - 129
- 12 Smoltczyk, U./Diem, P./Spotka, H. (1974) *Pressure cell for the measurement of normal and shear stress*
Deutsche Beiträge zur Geotechnik Nr. 2, 130 - 136
- 13 Smoltczyk, U./Ljöterud, L. (1974) *Stabilizing sand grains by overhead water pressure in bell bottoms of caisson piles*
Deutsche Beiträge zur Geotechnik Nr. 2, 137 - 141

Die Nrn. 6 bis 13 enthält das o.g. Heft 2, das von der DEUTSCHEN GESELLSCHAFT FÜR ERD- UND GRUNDBAU E.V., Essen, zum Preise von DM 20,-- verkauft wird.

MITTEILUNGEN DES BAUGRUNDINSTITUTS STUTTGART

Herausgegeben von Prof. Dr.-Ing. U. Smoltczyk

- Nr. 1 Thamm, B. (1974) Anfangssetzungen und Anfangsporenwasserüberdrücke eines normalverdichteten wassergesättigten Tones
Preis: DM 10,--
- Nr. 2 Gußmann, P. (1975) Einheitliche Berechnung von Grundbruch und Böschungsbruch
Preis: DM 5,--
- Nr. 3 Feeser, V. (1975) Die Bedeutung des Kalziumkarbonats für die bodenphysikalischen Eigenschaften von Löss
Preis: DM 10,--
- Nr. 4 Du Thinh, K. (1976) Standsicherheit von Böschungen: Programm-Dokumentation
Preis einschließlich Quellenprogramm: DM 200,--
- Nr. 5 Smoltczyk, U. (1976) Messungen an Schleusen in der UdSSR
Pertschi, O./ Hilmer, K. Schleusennorm der UdSSR (SN 303-65)
Preis: DM 18,--
- Nr. 6 Hilmer, K. (1976) Erddruck auf Schleusenammerwände
Preis: DM 18,--
- Nr. 7 Laumans, Q. (1977) Verhalten einer ebenen, in Sand eingespannten Wand bei nichtlinearen Stoffeigenschaften des Bodens
Preis: DM 18,--
- Nr. 8 Lächler, W. (1977) Beitrag zum Problem der Teilflächenpressung bei Beton am Beispiel der Pfahlkopfanschlüsse
Preis: DM 15,--
- Nr. 9 Spotka, H. (1977) Einfluß der Bodenverdichtung mittels Oberflächen-Rüttelgeräten auf den Erddruck einer Stützwand bei Sand
Preis: DM 15,--
- Nr. 10 Schad, H. (1979) Nichtlineare Stoffgleichungen für Böden und ihre Verwendung bei der numerischen Analyse von Grundbauaufgaben
Preis: DM 20,--
- Nr. 11 Ulrich, G. (1980) Verschiebungs- und kraftgesteuerte Plattendruckversuche auf konsolidierenden Böden
Gußmann, P. (1980) Zum Modellgesetz der Konsolidation
Preis: DM 20,--

- 14 Smoltczyk,U. (1975) *Die Anwendung der Methode der Finiten Elemente in der Grundbaupraxis*
et al. CAD-Berichte Heft 1 der Gesellschaft für Kernforschung Karlsruhe
- 15 Gußmann,P./ (1974) *Zweidimensionale Konsolidation dreiaxialer Versuchsproben*
Thamm,B.R. Der Bauingenieur 49, 293 - 298 Sonderdruck
- 16 Gußmann,P. (1974) *Über den Einfluß unterschiedlicher Wasserdruckansätze auf die Standsicherheit von durchströmten Böschungen*
Der Bauingenieur 49, 298 - 301 Sonderdruck
- 17 Smoltczyk,U./ (1974) *DIN 4084 Beiblatt, Erläuterungen und Berechnungsbeispiele*
Gußmann,P./Schulz,H. 20 S., Beuth-Verlag Berlin/Köln DM 18,--
- 18 Laumans,Q. (1975) *Die Anwendung der Methode finiter Elemente auf Flächen Gründungen*
Technische Akademie Wuppertal, Heft 14
- 19 Smoltczyk,U. (1975) *Graving Dock Foundation on Deep Fill*
Proc. 1 Baltic Conf.Soil Mech.Found.Engg.III, 213 - 222
- 20 Smoltczyk,U./ (1975) *Zur Bebaubarkeit von vorbelasteten Verwitterungsböden*
Du Thinh Fortschritt-Berichte VDI-Z., Reihe 4, Nr. 25, 70 S.
- 21 Smoltczyk,U. (1975) *Anmerkungen zum Gleitkreisverfahren*
in: Festschrift Lorenz, Techn.Univ.Berlin, 203-218
- 22 Smoltczyk,U. (1975) *Wie kann man Baugruben verbilligen?*
Der Architekt 2, 94 - 103
- 23 Smoltczyk,U. (1975) *Schwierigkeiten beim Bauen im entfestigten Tonstein*
Veröff. Inst.Felsmech.Bodenmech.Univ.Karlsruhe 63, 21 - 50
- 24 Smoltczyk,U. (1976) *Pfahlgründung eines Eisenbahndammes*
Proc. 6. Europ. Conf. SMFE, 1.2, 561 - 566
- 25 Smoltczyk,U./ (1976) *Erddruck auf Schleusenammerwände*
Hilmer,K. Votr. Baugründtagung, Nürnberg, 245 - 265
- 26 Laumans,Q./ (1976) *Calculation of mat foundations on clayey silts*
Schad,H. Proc. Sec.Int.Conf.Num.Meth. in Geomechanics, Blacksburg, Vol 1
- 27 Smoltczyk,U./ (1977) *Earth Pressure Variations Due to Temperatur Change*
Hilmer,K./Franke,E./ ICOSFME Tokyo, Vol. 2, 225 - 233
Schuppener,B.
- 28 Smoltczyk,U./ (1977) *Lateral Deformation Testing in Keuper Marl Boreholes*
Seeger,H. Int. Symp.The Geotechnics of Structurally Complex Formations, Capri, Vol. 1, 443 - 447
- 29 Smoltczyk,U. (1978) *Wagnis Baugrund*
Deutsche Architekten- u. Ingenieurzeitschrift, 8/9, 12 - 16
- 30 Hilmer,K./ (1978) *Der Einfluß der Temperatur auf den Erddruck hinter Bauwerkswänden,*
Vogt,N. Geotechnik 1, 75 - 83

- 31 Schad, H. (1978) *Die Verwendung nichtlinearer Stoffgesetze bei der numerischen Analyse von Grundbauaufgaben*
Vortr. Baugrundtagung 1978, Berlin
- 32 Gußmann, P. (1979) *Das allgemeine Lamellenverfahren unter besonderer Berücksichtigung von äußeren Kräften*
Geotechnik 2, 68 - 74
- 33 Gußmann, P. (1979) *Die Bestimmung bodenmechanischer Parameter aus der Differenz der Zeitsetzung unterschiedlich dränkter Laborversuche*
Geotechnik 4



804

