

Inhaltsverzeichnis

1	<i>Einführung und Anwendungsbeispiele</i> _____	1
2	<i>Theorie poröser Medien</i> _____	4
3	<i>Einphasenströmung</i> _____	10
4	<i>Theoretische Erkenntnisse für die Praxis</i> _____	11
5	<i>Interdisziplinäre Zusammenarbeit</i> _____	12
6	<i>Literatur</i> _____	13

1 Einführung und Anwendungsbeispiele

Poröse Medien findet man in den verschiedensten Bereichen des Bauwesens wieder. Hierzu zählen Mauersteine aller Art, Boden und auch Beton, um nur einige wenige Beispiele zu nennen. In diesen Baustoffen ist die Existenz von Wasser meist nicht zu vermeiden bzw. sogar erforderlich, und der Transport von Wasser kann positive oder negative Auswirkungen haben.

Eine zentrale Rolle spielt das Strömen von Flüssigkeiten und Gasen in verschiedenen Teilgebieten des Grundbaus, wobei nicht immer beide Strömungen in jedem Teilgebiet von Interesse sind. Diese Strömungen sind in aller Regel unvermeidlich und teilweise sogar erwünscht. Auch die mechanische Wirkung der Flüssigkeit Wasser auf das Korngefüge des Bodens ist nicht zu vernachlässigen. Anders als bei Mauersteinen und Dämmmaterialien, bei denen infolge Wasserzutritt vielleicht die Funktionalität verloren geht, wirken sich Wasserströmungen auch im Grundbau durch den Auftrieb und die sogenannten Strömungskräfte negativ auf die Standsicherheit von Bauwerken aus (Perau [2000]). Da die Auswirkungen von Strömungen im Grundbau solch drastischer Natur sind, werden an dieser Stelle einige typische Problemstellungen aus dieser Teildisziplin des Bauwesens vorgestellt.

Die Abbildung 1 zeigt eine Bodenluftabsaugung. Dort wird der Boden mit Hilfe von strömender Luft sozusagen gewaschen. Neben der Luft als Fluid strömt dann auch ein Schadstoff, der sich mit der strömenden Luft vermischt und so aus dem Boden entfernt wird.

In Abbildung 2 ist eine Versickerungsanlage für Niederschläge zu sehen. In diesem Fall ist eine entgegengerichtete Strömung der beiden Fluide zu beobach-

ten. Während das Wasser, bedingt u. a. durch die Gravitation, nach unten drängt, strömt bzw. entweicht die Luft nach oben. Bei der Berechnung von Versickerungsleistungen müssen die Luftmengen nicht bilanziert werden – es ist unwichtig wie viel Luft strömt –, jedoch muß das Vorhandensein der Luft, somit deren mechanische Wirkung, berücksichtigt werden.

Der typische Querschnitt eines Seedeiches ist in der dritten Abbildung dargestellt. Wird etwa bei Sturmfluten der Deich überströmt, kommt es auch hier zur Infiltration von Wasser in die landseitige Deckschicht. Dabei handelt es sich um eine teilgesättigte Strömung. Der Wasserzutritt verringert die Festigkeit des Deichmaterials und die Deckschicht läuft Gefahr abzurutschen, d. h. der Deich versagt.

Schließlich zeigt Abbildung 4 einen Tunnelvortrieb unter Druckluft. Bei diesem Verfahren wird in den Arbeitsraum vor der Ortsbrust Luft eingepresst, um das Eindringen von Wasser in den Tunnel zu verhindern. Ziel ist es den hydrostatischen Druck und den erzeugten Luftdruck in Waage zu halten. Dabei ist selbstverständlich die notwendige Luftmenge zur Dimensionierung von enormem Interesse. Durch die verschiedenen Luftverluste ist deren Berechnung jedoch sehr anspruchsvoll und basiert bis dato meist auf Erfahrungswerten. Ganz im Gegensatz zur Niederschlagsversickerung wird hier die Wassermenge nicht bilanziert. Abgebildet ist nun hier ein möglicher Schadensfall, ein sogenannter Ausbläser, der z. B. infolge zu geringer Überdeckungshöhe auftreten kann.

Abb. 1: Bodenluftabsaugung (Kister [1994])

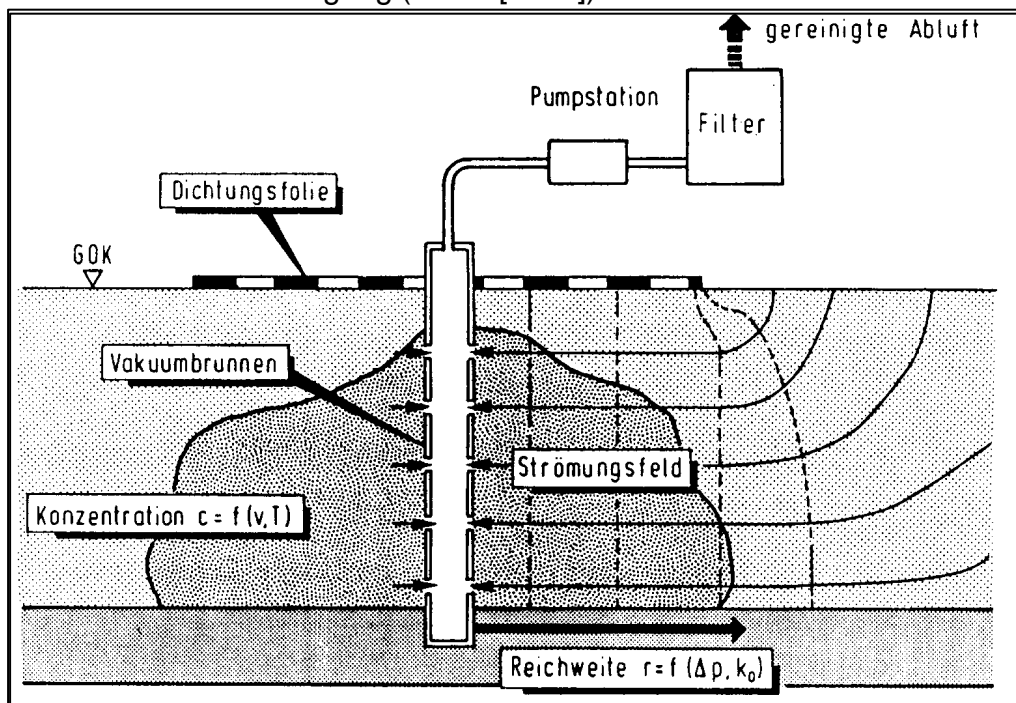


Abb. 2: Niederschlagsversickerung (Geiger & Dreiseitl [1995])

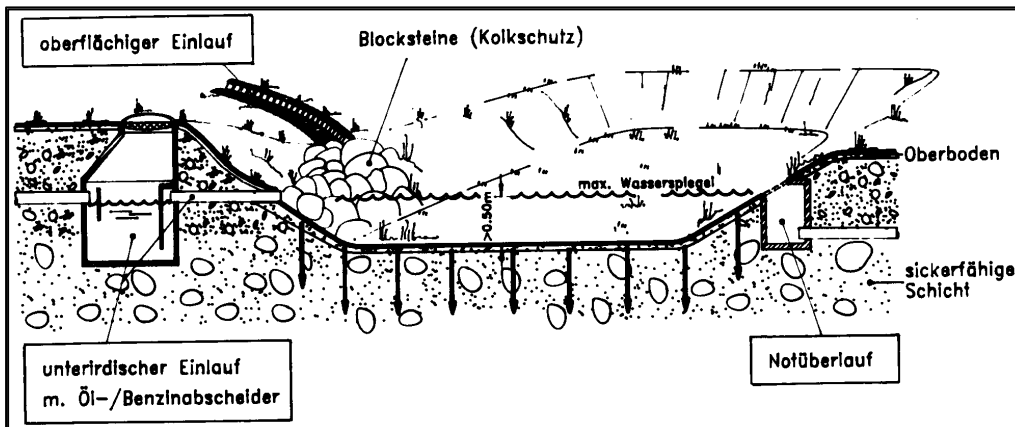


Abb. 3: Querschnitt eines Seedeiches (Bretschneider *et al.* [1993])

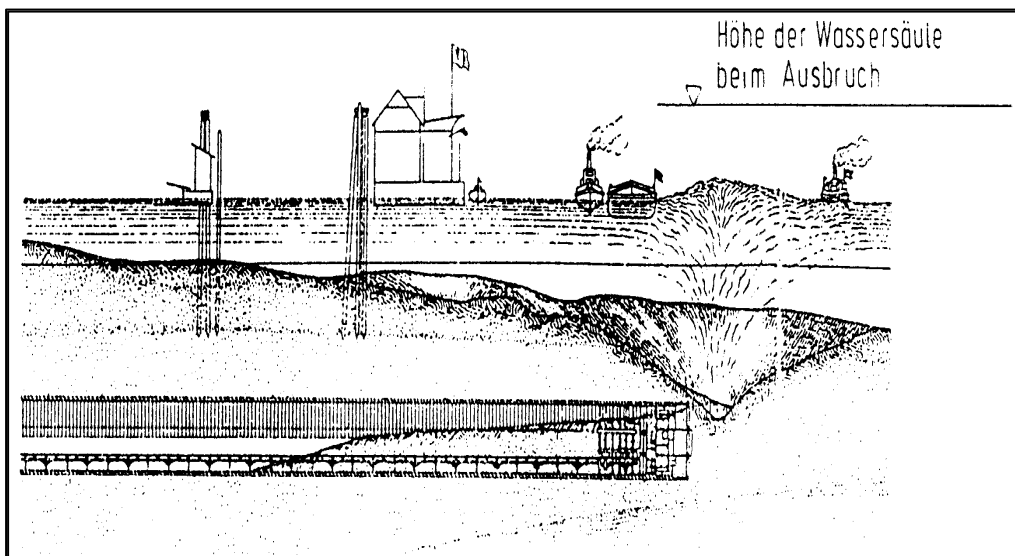
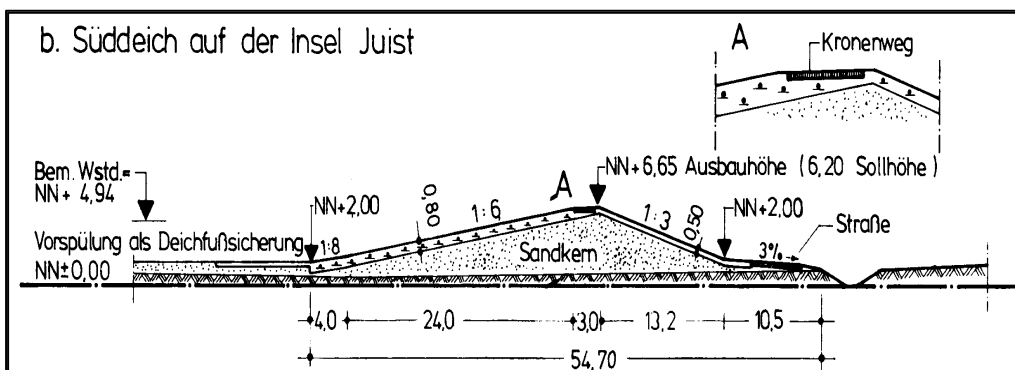


Abb. 4: Ausbläser beim Vortrieb des Elbtunnels 1909 (Gülzow [1994])



Diese unterschiedlichen Beispiele zeigen, dass obwohl Ähnlichkeiten zwischen den einzelnen Anwendungsfällen bestehen, doch ganz unterschiedliche Berechnungsziele verfolgt werden müssen. Ziel einer am Fachgebiet Grundbau und Bodenmechanik an der Universität Essen angesiedelten Forschungsarbeit ist die Entwicklung von universell einsetzbaren Berechnungsverfahren, die alle zuvor gezeigten Aufgabenstellungen behandeln kann (Perau [2000]).

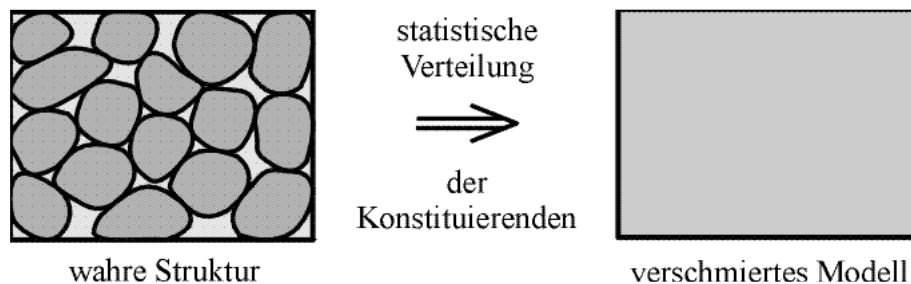
2 Theorie poröser Medien

Die Beschreibung des thermodynamischen Verhaltens leerer oder saturierter poröser Festkörper basiert heutzutage auf der Theorie poröser Medien (TPM), d. h. auf der durch das Konzept der Volumenanteile eingeschränkte Mischungstheorie, siehe de Boer [2000]. Das Konzept der Volumenanteile führt zu „verschmierten“ Ersatzkontinua (Partialkörpern) – Festkörper, Flüssigkeiten, Gase – mit reduzierten Massendichten, die einer kontinuumsmechanischen Behandlung – unter Beachtung aller Interaktionswirkungen – zugänglich sind.

2.1 Das Konzept der Volumenanteile

Im Rahmen der Modellbildung wird davon ausgegangen, dass die κ Konstituierenden eines porösen Mediums in idealer Unordnung, also statistisch über den betrachteten Kontrollraum verteilt sind. Dies führt im Rahmen einer makroskopischen Betrachtungsweise dazu, dass die Partialkörper der einzelnen Phasen bzw. Konstituierenden gleichzeitig das gesamte Volumen des Kontrollraums einnehmen. Alle geometrischen und physikalischen Größen der Teilkörper wie Bewegung, Spannung und Deformation der Phasen sind somit im gesamten Kontrollraum definiert und als statistische Mittelwerte der tatsächlich auftretenden Größen der Konstituierenden zu verstehen (de Boer & Ehlers [1986]). Eine Interpretation der Modellvorstellung für einen flüssigkeitsgefüllten porösen Festkörper ist der Abbildung 5 zu entnehmen.

Abb. 5: Illustration der Modellvorstellung der TPM



Mit Hilfe des Konzepts der Volumenanteile, welches definiert ist als das lokale Verhältnis der Teil- oder Partialvolumina zum Gesamtvolumen, lassen sich die Konstituierenden in einem Punkt des Kontrollraums in Bezug auf die Volumenanteile identifizieren, d. h. mit dem Konzept der Volumenanteile werden Einflüsse der Mikroebene auf die Makroebene abgebildet, siehe Bluhm & de Boer [1997]. Dies ist also der wesentliche Unterschied der Theorie poröser Medien und der Mischungstheorie.

Setzt man die Existenz des Volumenanteils

$$n^\alpha = n^\alpha(\mathbf{x}, t)$$

der Konstituierenden φ^α an der Stelle \mathbf{x} zum Zeitpunkt t bezüglich der aktuellen Konfiguration voraus, so ist Teilvolumen φ^α definiert als

$$V^\alpha = \int_{B_S} n^\alpha dv \quad .$$

Der Punkt \mathbf{x} des Kontrollraums, aufgespannt durch den Festkörper ist gleichzeitig von materiellen Punkten X^α aller Konstituierenden κ besetzt. Die Größe $dv = dv(\mathbf{x}, t)$ ist das Volumenelement der aktuellen Konfiguration. Die Teil- bzw. Partialvolumenelemente der Konstituierenden sind gegeben durch

$$dv^\alpha = n^\alpha dv \quad .$$

Das gesamte Volumen des Kontrollraums B_S lässt sich mit Hilfe von

$$V = \int_{B_S} dv = \sum_{\alpha=1}^{\kappa} V^\alpha = \int_{B_S} \sum_{\alpha=1}^{\kappa} dv^\alpha = \int_{B_S} \sum_{\alpha=1}^{\kappa} n^\alpha dv$$

bestimmen. Daraus ergibt sich die lokale Bedingung (Saturierungsbedingung)

$$\sum_{\alpha=1}^{\kappa} n^\alpha = 1$$

für die Summe der Volumenanteile in der aktuellen Konfiguration.

Die Berücksichtigung des Konzepts der Volumenanteile in der Mischungstheorie ist verbunden mit der Einführung sogenannter effektiver bzw. realer Dichten. Erst dadurch kommt es zu einer Kopplung von Größen der Bilanzgleichungen der Mischungstheorie mit den Volumenanteilen und der Saturierungsbedingung.

Die gesamte Masse M aller κ Konstituierenden eines porösen Mediums in Bezug auf den Kontrollraum B_S ist gegeben durch

$$M = \sum_{\alpha=1}^{\kappa} M^\alpha = \int_{B_S} \sum_{\alpha=1}^{\kappa} \rho^\alpha dv \quad .$$

Die Größe $\rho^\alpha = \rho^\alpha(\mathbf{x}, t)$ ist die Partialdichte von φ^α in der aktuellen Konfiguration an der Position \mathbf{x} , bezogen auf die Volumenelement dv . Die Partialmasse von φ^α ist durch M^α gekennzeichnet. Mit der Definition der sogenannten realen Dichte $\rho^{\alpha R} = \rho^{\alpha R}(\mathbf{x}, t)$, bezogen auf das Partialvolumenelement dv^α , lässt sich die Partialmasse der Konstituierenden φ^α zur Zeit t darstellen als

$$M^\alpha = \int_{B_S} \rho^{\alpha R} dv^\alpha \quad .$$

Ein Vergleich der beiden letzten Beziehungen bei Beachtung von $dv^\alpha = n^\alpha dv$ liefert die Aussage

$$\rho^\alpha = n^\alpha \rho^{\alpha R} \quad ,$$

die den Zusammenhang zwischen der Partialdichte und der realen Dichte herstellt. Für inkompressible Materialien ist die realistische Dichte konstant, d. h. bei inkompressiblen Materialien ist die Änderung der Partialdichte proportional zu der Änderung der Volumenanteile.

2.2 Kinematik

Im Rahmen der Theorie poröser Medien wird ein flüssigkeits- und/oder gasgefüllter poröser Festkörper als eine Mischung angesehen, die sich aus den Konstituierenden φ^α ($\alpha = S, L, G$; S: Festkörper, L: Liquid, G: Gas) zusammensetzt. Die Annahme superponierter Kontinua bedingt, dass zur Zeit t ein räumlicher Punkt \mathbf{x} der Momentankonfiguration des betrachteten Kontrollraums gleichzeitig von materiellen Punkten X^α aller κ Konstituierenden φ^α besetzt ist. Setzt man unabhängige Bewegungszustände der einzelnen Konstituierenden voraus, so bedeutet dies, dass sich die materiellen Punkte X^α zum Zeitpunkt $t = t_0$ in unterschiedlichen Referenzlagen \mathbf{X}_α befanden, siehe de Boer & Ehlers [1986].

Mit der zuvor getroffenen Annahme bezüglich der Bewegungszustände der einzelnen Konstituierenden ist somit jeder Konstituierenden φ^α eine eigene Bewegungsfunktion

$$\mathbf{x} = \mathbf{c}_\alpha(\mathbf{X}_\alpha, t)$$

zuzuordnen, von der gefordert wird, dass sie ein-eindeutig und stetig differenzierbar ist. Ferner wird postuliert, dass \mathbf{x} ein Element des porösen Festkörpers B_S zum Zeitpunkt t ist, d. h. der betrachtete Kontrollraum in der Momentankonfiguration ist identisch mit dem Kontrollraum des Festkörpers. Die Referenzlagen \mathbf{X}_L und \mathbf{X}_G der materiellen Punkte der Flüssigkeit und des Gases sind im allgemeinen nicht Elemente der Referenzkonfiguration des Festkörpers zum Zeitpunkt $t = t_0$. Dies ist der Fall wenn z. B. Durchströmungsprozesse in porösen Festkörpern betrachtet werden. Für Deformationsprozesse bei denen die flüssige und die gasförmige Phase aus dem Kontrollraum von φ^S ausströmen bzw. im Kontrollraum verbleiben, sind die Referenzlagen \mathbf{X}_L und \mathbf{X}_G Elemente der Referenzlage des Festkörpers. Eine geometrische Interpretation der Bewegungsfunktion ist in Abbildung 6 für einen flüssigkeitsgefüllten porösen Festkörper dargestellt.

Bei Verwendung der erwähnten Bewegungsfunktion (Lagrangeschen Beschreibung der Bewegung), sind die Geschwindigkeit und die Beschleunigung der materiellen Punkte X^α der Konstituierenden φ^α definiert als

$$\mathbf{x}'_\alpha = \frac{\partial \mathbf{c}_\alpha(\mathbf{X}_\alpha, t)}{\partial t}, \quad \mathbf{x}''_\alpha = \frac{\partial^2 \mathbf{c}_\alpha(\mathbf{X}_\alpha, t)}{\partial t^2}.$$

Der Deformationsgradient der Konstituierenden φ^α ist gegeben durch

$$\mathbf{F}_\alpha = \frac{\partial \mathbf{c}_\alpha(\mathbf{X}_\alpha, t)}{\partial \mathbf{X}_\alpha} = \text{Grad}_\alpha \mathbf{c}_\alpha \quad .$$

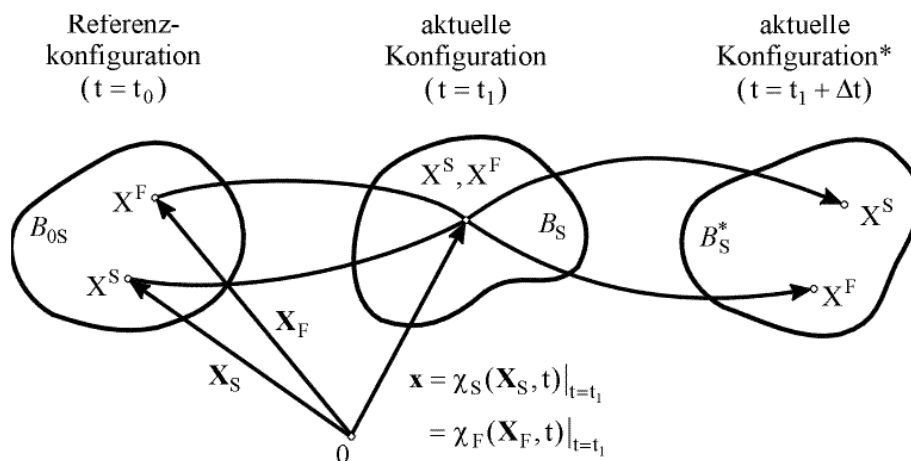
Mit Hilfe des Deformationsgradienten lassen sich die Verzerrungen und die Verzerrungsgeschwindigkeiten der einzelnen Phasen des porösen Mediums berechnen. Somit lautet z. B. der Greensche Verzerrungstensor des Festkörpers,

$$\mathbf{E}_S = \frac{1}{2}(\mathbf{F}_S^T \mathbf{F}_S - \mathbf{I}) \quad .$$

Die Linearisierung des Verzerrungstensors \mathbf{E}_S liefert mit $\mathbf{F}_S = \text{Grad}_S \mathbf{u}_S + \mathbf{I}$ (\mathbf{u}_S : Verschiebungsvektor des Festkörpers) die bekannte Beziehung

$$\mathbf{E}_{\text{lin}} = \frac{1}{2}(\text{Grad}_S \mathbf{u}_S + \text{Grad}_S^T \mathbf{u}_S) \quad .$$

Abb. 6: Geometrische Interpretation der Bewegungsfunktion der materiellen Punkte X^S und X^L eines flüssigkeitsgefüllten porösen Festkörpers



2.3 Bilanzgleichungen

Die Bilanzgleichungen der Theorie poröser Medien (Bilanzen der Mischungstheorie) wie Massen-, Bewegungsgrößen-, Drall- und Energiebilanz bezüglich der Konstituierenden φ^α einer Mischung werden in Analogie zu den Bilanzgleichungen eines klassischen Einkomponentenkontinuums unter Einbeziehung geeigneter Interaktions- bzw. Zuwachsgrößen postuliert. Die Summation der entsprechenden Bilanzen über alle κ Konstituierenden der Mischung bzw. des porösen Mediums müssen formal in die korrespondierende Bilanz des Einkomponentenmaterials übergehen (Truesdells drittes metaphysische Prinzip, siehe Truesdell [1984]). Daraus ergibt sich die Forderung, dass die Summe der Wechselwirkungen über alle Konstituierenden verschwinden muß. Eine detaillierte Diskussion der Bilanzen der einzelnen Konstituierenden ist z. B. Blumh [1997] zu entnehmen.

Im Rahmen dieses Beitrages werden lediglich die Bilanzen der Massen und der Bewegungsgrößen der Konstituierenden diskutiert.

2.3.1 Bilanzen der Massen

Bei Vernachlässigung von Massenaustauschprozessen lautet die Massenbilanz bezüglich der Konstituierenden φ^α :

$$(M^\alpha)'_\alpha = \left(\int_{B_\alpha} \rho^\alpha \, dv \right)'_\alpha = 0 \quad .$$

Da ρ^α und dv Funktionen von \mathbf{x} und t sind, ist die materielle Zeitableitung der skalaren Größe (...) gegeben durch

$$(\dots)'_\alpha = \frac{\partial(\dots)}{\partial t} + [\text{grad}(\dots)] \cdot \mathbf{x}'_\alpha \quad , \quad \text{grad}(\dots) = \frac{\partial(\dots)}{\partial \mathbf{x}} \quad .$$

Mit der materiellen Zeitableitung von M^α entlang der Bewegungstrajektorie der Konstituierenden φ^α ,

$$(M^\alpha)'_\alpha = \int_{B_\alpha} [(\rho^\alpha)'_\alpha + \rho^\alpha \text{div} \mathbf{x}'_\alpha] \, dv \quad , \quad \text{div} \mathbf{x}'_\alpha = (\text{grad} \mathbf{x}'_\alpha) \cdot \mathbf{I} \quad ,$$

ergibt sich die folgende lokale Aussage der Massenbilanz für die Konstituierende φ^α :

$$(\rho^\alpha)'_\alpha + \rho^\alpha \text{div} \mathbf{x}'_\alpha = 0 \quad .$$

Man erkennt, dass die lokale Aussage der Massenbilanz mit der entsprechenden Aussage für ein Einkomponentenmaterial, nämlich die zeitliche Änderung der Dichte $(\rho^\alpha)'_\alpha$ ist proportional zur zeitlichen Änderung des Volumens $\text{div} \mathbf{x}'_\alpha$.

2.3.2 Bilanzen der Bewegungsgrößen

Die Bilanz der Bewegungsgröße für die Konstituierende φ^α ist durch die Beziehung

$$(\mathbf{I}^\alpha)'_\alpha = \mathbf{k}^\alpha + \int_{B_\alpha} \hat{\mathbf{p}}^\alpha \, dv$$

gegeben. Die Größen

$$\mathbf{I}^\alpha = \int_{B_\alpha} \rho^\alpha \mathbf{x}'_\alpha \, dv \quad , \quad \mathbf{k}^\alpha = \int_{B_\alpha} \rho^\alpha \mathbf{b} \, dv + \int_{\partial B_\alpha} \mathbf{t}^\alpha \, da$$

kennzeichnen die Bewegungsgröße und den Vektor der äußeren Kräfte von φ^α . Der äußere Kraftvektor \mathbf{k}^α setzt sich additiv zusammen aus der lokalen einge-

prägen Volumenkraft $\rho^\alpha \mathbf{b}$ integriert über das Volumen der aktuellen Konfiguration und den äußeren Oberflächenkräften

$$\int_{\partial B_\alpha} \mathbf{t}^\alpha \, da = \int_{\partial B_\alpha} \mathbf{T}^\alpha \mathbf{n} \, da = \int_{\partial B_\alpha} \mathbf{T}^\alpha \, da$$

der Konstituierenden φ^α . Die Größe $\mathbf{T}^\alpha = (\mathbf{T}^{\alpha})^T$ ist der Cauchysche Spannungstensor, und $da = \mathbf{n} da$ ist das nach außen orientierte Oberflächenelement der aktuellen Konfiguration. Der lokale Bewegungsgrößenzuwachs bezüglich φ^α wird durch $\hat{\mathbf{p}}^\alpha = \hat{\mathbf{p}}^\alpha(\mathbf{x}, t)$ repräsentiert. Die Symmetrieeigenschaft des Spannungstensors \mathbf{T}^α folgt aus der lokalen Aussage der Drallbilanz, auf die hier nicht eingegangen wird.

Bei Verwendung der materiellen Zeitableitung

$$(\mathbf{I}^\alpha)'_\alpha = \int_{B_\alpha} \rho^\alpha \mathbf{x}''_\alpha \, dv \quad ,$$

dem Divergenztheorem

$$\int_{\partial B_\alpha} \mathbf{T}^\alpha \mathbf{n} \, da = \int_{B_\alpha} \operatorname{div} \mathbf{T}^\alpha \, dv \quad ,$$

siehe de Boer [1982], und der Beziehung für \mathbf{k}^α läßt sich die Bilanz der Bewegungsgröße überführen in

$$\int_{B_\alpha} \rho^\alpha \mathbf{x}''_\alpha \, dv = \int_{B_\alpha} (\operatorname{div} \mathbf{T}^\alpha + \rho^\alpha \mathbf{b}) \, dv + \int_{B_\alpha} \hat{\mathbf{p}}^\alpha \, dv \quad .$$

Die lokale Aussage dieser Gleichung lautet somit:

$$\operatorname{div} \mathbf{T}^\alpha + \rho^\alpha (\mathbf{b} - \mathbf{x}''_\alpha) + \hat{\mathbf{p}}^\alpha = \mathbf{0} \quad .$$

Für die Summe der lokalen Bewegungsgrößenzuwächse gilt:

$$\sum_{\alpha=1}^K \hat{\mathbf{p}}^\alpha = \mathbf{0} \quad .$$

Für Einkomponentenmaterialien verschwindet der Bewegungsgrößenzuwachs. In diesem Fall geht die lokale Aussage der Bilanz der Bewegungsgröße bezüglich der Konstituierenden φ^α über in die Bewegungsgleichung für deformierbare Einkomponentenmaterialien.

In dem nachfolgenden Kapitel wird gezeigt, dass sich unter gewissen Voraussetzungen die lokale Aussage der Bilanz der Bewegungsgröße für die Fluidphase eines binären Modells (die Gasphase ist nicht vorhanden) in das bekannte Gesetz von Darcy überführen läßt.

3 Einphasenströmung

Der einfachste Fall einer Strömung im porösen Medium ist die Grundwasserströmung in einem homogen und starren Korngefüge. An dieser Stelle soll skizzenhaft gezeigt werden, wie aus der zugehörigen Bewegungsgleichung für das Wasser das Darcysche Gesetz hergeleitet werden kann. Besonders beachtet werden sollten dabei die Annahmen, die dazu getroffen werden müssen. Aus der Theorie poröser Medien folgt die Bewegungsgleichung für das Wasser ($\varphi^L \Rightarrow \varphi^F$):

$$\operatorname{div} \mathbf{T}^F + \rho^F (\mathbf{b} - \mathbf{x}_F'') + \hat{\mathbf{p}}^F = \mathbf{0} \quad .$$

Mit den konstitutiven Gleichungen

$$\mathbf{T}^F = -n^F p^{\text{FR}} \mathbf{I} \quad , \quad \hat{\mathbf{p}}^F = -R(\mathbf{x}_F' - \mathbf{x}_S') \quad ,$$

d. h. die Fluidphase kann nur einen hydrostatischen der Spannungszustand aufnehmen (p^{FR} kennzeichnet den Porenwasserdruck), und die Interaktionskraft der beiden sich durchdringender Phasen (Festkörper und Fluid) ist proportional zu deren Relativgeschwindigkeit, folgt aus der Bewegungsgleichung bezüglich der Flüssigkeit

$$-n^F \operatorname{grad} p^{\text{FR}} + n^F \rho^{\text{FR}} (\mathbf{b} - \mathbf{x}_F'') - R(\mathbf{x}_F' - \mathbf{x}_S') = \mathbf{0} \quad .$$

Dabei wurde $n^F = 1 - n^S = \text{konst.}$ und $\operatorname{div}(-n^F p^{\text{FR}} \mathbf{I}) = -n^F \operatorname{grad} p^{\text{FR}}$ berücksichtigt. Mit den Annahmen, der betrachtete Prozeß laufe im Schwerfeld der Erde ab ($\mathbf{b} = \mathbf{g}$), die volumenbezogenen Trägheitskräfte und die Geschwindigkeit des Korngefüges seien vernachlässigbar klein ($\rho^F \mathbf{x}_F'' = \mathbf{0}$ und $\mathbf{x}_S' = \mathbf{0}$), läßt sich die Bewegungsgleichung überführen in

$$-\operatorname{grad} p^{\text{FR}} + \rho^{\text{FR}} \mathbf{g} - \frac{R}{n^F} \mathbf{x}_F' = \mathbf{0} \quad .$$

Mit der Einführung der Standrohrspiegelhöhe h (dem Potenzial) bzw. dem Gradienten der Standrohrspiegelhöhe

$$\operatorname{grad} h = \frac{1}{\rho^{\text{FR}} g} \operatorname{grad} p^{\text{FR}} - \frac{1}{g} \mathbf{g} \quad , \quad g = |\mathbf{g}| = \sqrt{\mathbf{g} \cdot \mathbf{g}} \quad ,$$

siehe Perau [2000], ergibt sich die folgende Darstellungsform der Bewegungsgleichung:

$$-\operatorname{grad} h = \frac{R}{(n^F)^2 \gamma^W} \mathbf{n} \quad .$$

Darin kennzeichnen

$$\mathbf{n} = n^F \mathbf{x}'_F, \quad \gamma^W = \gamma^{FR} = \rho^{FR} g$$

die Filtergeschwindigkeit und die Wichte des Wassers (reale Wichte des Fluids). Identifiziert in der man letztgenannten Form der Bewegungsgleichung den negative Gradienten von h mit dem hydraulischen Gradienten \mathbf{i} und den Bruch mit dem reziproken Wert des Durchlässigkeitsbeiwert k von Darcy, d. h.

$$\mathbf{i} = -\text{grad } h, \quad k = \frac{(n^F)^2 \gamma^W}{R},$$

so entspricht die Bewegungsgleichung des Fluids dem Gesetz von Darcy:

$$\mathbf{i} = \frac{1}{k} \mathbf{n}.$$

Allein die Herleitung eines Gesetzes, dass etwa 150 Jahre alt ist, wäre den Aufwand ohne Frage nicht wert. Die vorangegangene Herleitung zeigt aber, mit Hilfe welcher Einschränkungen das Darcysche Gesetz nur gültig ist. Bei seiner Anwendung sind diese Beschränkungen zu beachten. So verbietet sich zum Beispiel die Behandlung dynamischer Fragestellungen mit dem Darcyschen Gesetz. Hier hilft allein der Rückgriff auf die anfangs dieses Kapitels angeführte Bewegungsgleichung und den konstitutiven Beziehungen bzgl. \mathbf{T}^F und $\hat{\mathbf{p}}^F$.

4 Theoretische Erkenntnisse für die Praxis

Welche Bedeutung haben nun theoretische Kenntnisse für die Praxis? Zunächst sei einmal die Gegenfrage zugelassen: Ist es für die Erarbeitung von theoretischen Kenntnissen überhaupt von Belang, dass eine Bedeutung für die Praxis daraus entsteht? Für das Erarbeiten der Kenntnis als eigenständiger Prozess sicherlich nicht – die Beschäftigung mit Wissen an sich kann bereits interessant und wichtig sein. Manche Natur- und Geisteswissenschaftler gehen deshalb auf die Frage der Praxisrelevanz gar nicht ein.

Als Ingenieurwissenschaftler sollte man sich jedoch die Frage nach der Bedeutung von theoretischen Kenntnissen für die Praxis gefallen lassen. Wozu also braucht man Gleichungen wie die weiter oben in diesen Text präsentierten? - Zumal alle die zitierten Anwendungsfälle bereits seit längerer Zeit praktiziert werden und keineswegs Neuerungen sind, zu denen man keine Berechnungen durchführen könnte! Aber wissen wir, ob zum Beispiel die Berechnungsansätze die Qualität der Werkstoffe wirklich ausnutzen, ob wir nicht viel zu viele begünstigende Effekte, die wir qualitativ kennen, aber nicht quantifizieren können, noch gar nicht ausnutzen? Unterschätzen wir nicht auch die eine oder andere Gefahr? Liegt für außergewöhnliche Projekte überhaupt genug einschlägige Praxiserfahrung vor?

Die Anforderungen an die Baupraxis was Größenordnung, Schwierigkeitsgrad, Dauerhaftigkeit, Sicherheitsbedürfnis angeht, steigen kontinuierlich an. Auf der anderen Seite werden niedrige Kosten für Errichtung und Unterhaltung der Bauten angefragt. Die theoretischen Ansätze, die gestern noch gut waren, werden

heute noch toleriert und reichen morgen bereits nicht mehr aus. Die praktischen Anforderungen verlangen für die Zukunft nach einer kritischen Überprüfung auch unserer theoretischen Ansätze und Gleichungen. Deshalb brauchen wir auch für die Zukunft der Praxis neuere, verbesserte Theorien, die universeller einsetzbar sind und noch offene Fragen für zukünftige Bauaufgaben beantworten können.

Nicht unterschätzt werden sollte der Einfluss neuer und besserer Theorien auf neue Entwicklungen in der Praxis. Sobald Sachverhalte theoretisch geklärt sind, entstehen hier auch neue Möglichkeiten. Lassen sich fundamentale Sachverhalte nämlich beschreiben und berechnen, führen Sie automatisch zu einem vergrößertem Anwendungspotential. Wenn wir uns auf alte Theorien beschränken, beschränken wir uns vielfach auch auf althergebrachte Anwendungen.

5 Interdisziplinäre Zusammenarbeit

Einem Baupraktiker zu erzählen, worin der Sinn von interdisziplinärer Zusammenarbeit besteht, erscheint kaum notwendig. Wo ist eine solche Zusammenarbeit wichtiger als in der Baupraxis – das gilt sowohl für die Planungs- und Ingenieurbüros als auch die Baustelle! Eine komplexe Bauaufgabe wird ohne interdisziplinäre Zusammenarbeit sicher nicht gelingen!

Umso erstaunlicher ist, dass in der Wissenschaft interdisziplinäre Forschung erst wieder entdeckt und praktiziert werden muss. Man spricht ihr zwar im Allgemeinen die Zukunft zu; in der Vergangenheit der Hochschulen findet man sie jedoch allenfalls punktuell. Zum einen liegt das sicherlich an der Struktur der Fachbereiche, die sich in Fachgebiete untergliedern, die in Lehre und Forschung sehr wohl auch unabhängig voneinander existieren können. Zusammenarbeit ist in Hinblick auf diese Freiheit nicht zwingend erforderlich und wird bisher auch finanziell kaum honoriert. Vollkommen separate Entwicklungen in verschiedenen Teildisziplinen der Wissenschaft sind die logische Folge.

Zumindest aber die Bewältigung komplizierter praktischer Fragestellungen verlangt mehr und mehr nach einer Berücksichtigung von Aspekten aus unterschiedlichen Fachdisziplinen. Eine Zusammenarbeit zwischen Forschern dieser Disziplinen ist dabei unumgänglich.

Bisher wurden zum Beispiel die Kenntnisse der Theoretischen Mechanik hinsichtlich der Mehrphasenströmung für die Bodenmechanik, in der Mehrphasenströmungen eine wichtige Rolle spielen, kaum verwendet. Zum einen, weil den „Anwendern“ bereits die Schreibweise der „Theoretiker“ zu kompliziert erschien, zum anderen weil den „Theoretikern“ die Schreibweise der „Anwender“ nicht ausreichte. Eine Zusammenarbeit zwischen Disziplinen, die vollständig unterschiedliche Sprachen verwenden, erscheint uns jedoch unmöglich. Ein Zusammenwirken kann sich nur ergeben, wenn man die Sprache des jeweilig anderen spricht. Diese zu erlernen, sollten wir als Wissenschaftler anstreben! Nur so können wir uns das Wissen der anderen zunutze machen!

6 Literatur

- Bluhm, J.: A consistent model for saturated and empty porous media. Forschungsbericht aus dem Fachbereich Bauwesen 74, Universität-GH Essen 1997
- Bluhm, J. & de Boer, R.: The volume fraction concept in the porous media theory. *Z. Angew. Math. Mech. (ZAMM)* **77**, 563 – 577, 1997
- de Boer, R.: Vektor- und Tensorrechnung für Ingenieure. Springer-Verlag, Berlin · Heidelberg · New York 1982
- de Boer, R.: Theory of porous media -- highlights in the historical development and current state. Springer-Verlag, Berlin · Heidelberg · New York 2000
- de Boer, R. & Ehlers, W.: Theorie der Mehrkomponentenkontinua mit Anwendung auf bodenmechanische Probleme, Teil I. Forschungsbericht aus dem Fachbereich Bauwesen 40, Universität-GH Essen 1986
- Bretschneider, H., Lecher, K. & Schmidt, M.: Taschenbuch der Wasserwirtschaft. 7. Auflage. Paul Parey, Hamburg 1993
- Geiger, W. & Dreiseitl, H.: Neue Wege für das Regenwasser – Handbuch zum Rückhalt zur Versickerung von Regenwasser in Baugebieten. Oldenbourg Verlag, München 1995
- Gülzow, H.-G.: Dreidimensionale Berechnung des Zweiphasenströmungsfeldes beim Tunnelvortrieb unter Druckluft in wassergesättigten Böden. Veröffentlichungen des Institutes für Grundbau, Bodenmechanik, Felsmechanik und Verkehrswasserbau der RWTH Aachen, Hrsg: Wittke, Heft 25, Aachen 1994
- Kister, B.: Untersuchung der charakteristischen Größen beim Bodenluftabsaugverfahren für Ein- und Mehrbrunnenanlagen durch Laborversuche und räumliche Finite-Elemente-Berechnungen. Veröffentlichungen des Institutes für Grundbau, Bodenmechanik, Felsmechanik und Verkehrswasserbau der RWTH Aachen, Hrsg: Wittke, Heft 24, Aachen 1994
- Perau, E.: Die Phasen des Bodens und ihre mechanischen Wechselwirkungen. Mitteilungen aus dem Fachgebiet Grundbau und Bodenmechanik, Hrsg.: Richwien. Heft erscheint demnächst, Essen 2000
- Truesdell, C.: Rational thermodynamics. Sec. Ed., Springer-Verlag, New York · Berlin · Heidelberg · Tokyo 1984