

6.65 — Przepływy w ośrodkach wielofazowych
i porowatych

35/1984

M. Kaczmarek, J. Kubik

O METODACH OKREŚLANIA
STAŁYCH MATERIALOWYCH
DLA OŚRODKÓW POROWATYCH
WYPEŁNIONYCH CIECZĄ

35/1984

P. 269



WARSZAWA 1984

ISSN 0208-5658

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 13 lipca 1984 r.

56982



Na prawach rękopisu

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN
Nakład 160 egz. Ark. wyd. 1,5. Ark. druk. 2.
Oddano do drukarni w sierpniu 1984 r.
Nr zamówienia 565/84

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa,
ul. Śniadeckich 8

Mariusz Kaczmarek
Józef Kubik

Pracownia Mechaniki Ośrodków Porowatych
IPPT, PAN - Poznań

O METODACH OKREŚLANIA STAŁYCH MATERIAŁOWYCH DLA OŚRODKÓW POROWATYCH WYPEŁNIONYCH CIECZĄ

1. Wstęp

O praktycznej użyteczności mechanicznej teorii ośrodków porowatych wypełnionych cieczą / analogicznie jak każdej innej teorii/ decyduje możliwość określenia liczbowych wielkości parametrów materiałowych występujących w związkach fizycznych. Fakt występowania sprzężeń mechanicznych w ośrodkach wieloskładnikowych sprawia, że wyznaczanie stałych fizycznych w takim przypadku jest znacznie trudniejsze aniżeli w odniesieniu do materiałów jednoskładnikowych. W większości prac poświęconych analizie stałych dla ośrodków porowatych wypełnionych cieczą, za punkt wyjścia przyjmuje się liniową teorię konsolidacji zapoczątkowaną przez Biot'a [1] i rozwijaną w pracach [2] [3]. Omówienie różnych postaci związków fizycznych teorii konsolidacji oraz objaśnienie występujących w nich stałych fizycznych zawiera praca Derskiego [4]. Należy zaznaczyć, że bezpośredni pomiar występujących w teorii stałych nie jest możliwy. Biot i Willis [5] zaproponowali sposób określenia stałych materiałowych konsolidacji pośrednio za pomocą parametrów mierzalnych w eksperymencie. Jego istota sprowadza się do pomiaru zmian objętości porowatej próbki poddanej zadanemu hydrostatycznemu ciśnieniu cieczy, odpowiednio w eksperymencie z próbką powierzchniowo izolowaną oraz próbką nieizolowaną.

Idea ta była następnie stosowana przez innych autorów do określenia charakterystyki materiałów skalnych [6], [7] oraz gruntów [8], [9]. Odrębną grupę stanowią metody określenia stałych wykorzystujące rozwiązania jednowymiarowych zagadnień quasistatycznych dla osiadania ośrodka [10] lub jego odpowiedzi na okresowo-zmienne obciążenie [11 - 13].

W ostatnich latach rozwinęło się nowe, strukturalne spojrzenie na badanie dotyczące deformacji ośrodków porowatych zawierających ciecz zapoczątkowane przez Derskiego [14] a następnie rozwijane przez innych autorów w pracach [15], [17]. Pozwoliło to na bardziej wnikliwą analizę oddziaływań pomiędzy składnikami ośrodka z uwzględnieniem charakterystyki wewnętrznej struktury porów. Prowadzi to do rozróżnienia pomiędzy stałymi materiałowymi określanymi na podstawie pomiarów statycznych oraz pomiarów w zjawiskach dynamicznych. Zachodzi więc konieczność dokonania nie tylko przeglądu i pewnego uporządkowania dotychczas proponowanych metod określenia stałych, ale również ustalenia związku pomiędzy stałymi statycznymi i dynamicznymi.

Niniejsza praca zawiera analizę sposobów określania stałych fizycznych na podstawie pomiarów w zagadnieniach statycznych i quasistatycznych. Metody wyznaczenia i interpretacji stałych przy wykorzystaniu zjawisk dynamicznych będą przedmiotem oddzielnego opracowania.

2. Podstawowe założenia konstytutywne oraz równania ruchu dla izotropowych ośrodków porowatych zawierających ciecz.

Układ podstawowych równań liniowej teorii odkształcalnych ośrodków porowatych wypełnionych cieczą zaproponował Biot [1 - 3]. Matematyczny model ośrodka konsolidującego Biota oparty jest na następujących założeniach:

- 1° ośrodek składa się z dwóch fizycznie spójnych faz, porowatego szkieletu oraz cieczy całkowicie wypełniającej pory szkieletu; każda z faz charakteryzuje się odpowiednio jednym polem prędkości,
- 2° ośrodek konsolidujący jest ciałem jednorodnym i izotropowym,
- 3° porowaty szkielet posiada własności sprężyste, natomiast ciecz jest lepka i ściśliwa,
- 4° odkształcenia ośrodka są małe a związki fizyczne są liniowe,
- 5° przepływ cieczy w ośrodku opisany jest prawem Darcyego,
- 6° porowatość objętościowa ośrodka jest liczbowo równa porowatości powierzchniowej i uważana jest za wielkość stałą.

Związki konstytutywne dla scharakteryzowanego powyżej ośrodka przy pominięciu wpływu lepkości na naprężenia w cieczy, mają postać:

$$(2.1) \quad \begin{aligned} \sigma_{ij}^s &= 2N\varepsilon_{ij} + (AE + Q\Theta)\delta_{ij} \ , \\ \sigma^f &= Q\varepsilon + R\Theta \ . \end{aligned}$$

W równaniach (2.1) ε_{ij} są współrzędnymi tensora odkształcenia szkieletu, ε i Θ oznaczają odpowiednio dylatację szkieletu i cieczy, σ_{ij}^s są współrzędnymi tensora naprężenia w szkielecie natomiast $\sigma^f = -f_v p$ jest naprężeniem przenoszonym przez ciecz, gdzie f_v oznacza porowatość objętościową a p ciśnienie efektywne /porowe/ cieczy. Wielkości A, N, Q, R są stałymi opisującymi własności fizyczne ośrodka. Stała N odpowiada modułowi ścinania porowatego szkieletu, czyli

$N = G = \mu$, μ - stała Lamego/
 który mierzy się w sposób identyczny jak w przypadku ośrodków
 jednofazowych. Sposób określania pozostałych stałych omówiony
 będzie w następnym paragrafie.

Alternatywna /historycznie pierwsza/ postać związków
 (2.1) może być zapisana jako:

$$(2.2) \quad \begin{aligned} \sigma_{ij}^s &= 2\mu \left(\epsilon_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu} \delta_{ij} \right) - \alpha' \sigma^f \delta_{ij} , \\ \theta &= \alpha' \epsilon + \frac{1}{Q'} \sigma^f , \end{aligned}$$

gdzie ν jest liczbą Poissona natomiast α' i Q' są stałymi
 materiałowymi związanymi ze stałymi ze związków (2.1) nastę-
 pującymi zależnościami:

$$(2.3) \quad \begin{aligned} Q' &= R , \\ \alpha' &= \frac{Q}{R} . \end{aligned}$$

Dla przypadków w których wygodnie jest badać naprężenia
 całkowite, czyli

$$(2.4) \quad T_{ij} = \sigma_{ij}^s + \sigma^f \delta_{ij} ,$$

przytoczymy inną postać związków fizycznych. Oznaczając $N = \mu$,
 $\lambda = A - Q^3 R^{-4}$ oraz wprowadzając dwie nowe stałe

$$(2.5) \quad M = \frac{R}{f_v^2} , \quad \alpha = \frac{Q+R}{R} f_v ,$$

i funkcję zmian zawartości cieczy

$$(2.6) \quad \xi = f_v (\epsilon - \theta) ,$$

równania (2.1) można zapisać jak następuje

$$(2.7) \quad \begin{aligned} T_{ij} + \alpha p \delta_{ij} &= 2\mu \varepsilon_{ij} + \lambda \varepsilon \delta_{ij} , \\ \zeta &= \frac{1}{M} \rho + \alpha \varepsilon . \end{aligned}$$

Jeżeli z równania (2.7)₂ wyznaczmy ρ i podstawimy do (2.7)₁, otrzymamy alternatywną postać związków fizycznych

$$(2.8) \quad \begin{aligned} T_{ij} &= 2\mu \varepsilon_{ij} + (\lambda + \alpha^2 M) \varepsilon \delta_{ij} - \alpha M \zeta \delta_{ij} , \\ \rho &= -\alpha M \varepsilon + M \zeta , \end{aligned}$$

które określają naprężenia całkowite T_{ij} oraz ciśnienie porowe ρ w funkcji składowych odkształcenia szkieletu ε_{ij} i zmiany zawartości cieczy ζ .

Równania dynamicznej równowagi dla ośrodka porowatego nasyconego cieczą, przy wykorzystaniu koncepcji równań Lagrangea, zaproponował Biot [3] w postaci

$$(2.9) \quad \begin{aligned} \sigma_{ij}^s + \tau_i^s &= \rho_{11} \frac{\partial}{\partial t} v_i^s + \rho_{12} \frac{\partial}{\partial t} v_i^f , \\ \sigma_{ij}^f + \tau_i^f &= \rho_{12} \frac{\partial}{\partial t} v_i^s + \rho_{22} \frac{\partial}{\partial t} v_i^f , \end{aligned}$$

gdzie pominięto siły masowe. Wektory \underline{v}^s i \underline{v}^f są prędkościami odpowiednio szkieletu i cieczy, natomiast $\underline{\tau}^s$ i $\underline{\tau}^f$ oznaczają siły wzajemnego oddziaływania, liniowo zależne od prędkości względnej składników, czyli

$$(2.10) \quad \tau_i^s = -\tau_i^f = b (v_i^f - v_i^s) ,$$

przy czym współczynnik b związany jest z lepkością cieczy μ^f oraz przepuszczalnością ośrodka k jak następuje

$$(2.11) \quad b = \frac{\mu^f}{k} f_v^s .$$

Współczynniki masowe ρ_{11} , ρ_{12} , ρ_{22} spełniają związki

$$\begin{aligned}
 (2.12) \quad & \varrho_{11} + \varrho_{12} = S^s (1 - f_v) , \\
 & \varrho_{12} + \varrho_{22} = \varrho^f f_v , \\
 & \varrho_{11} > 0 , \quad \varrho_{22} > 0 , \quad \varrho_{11} \varrho_{22} - \varrho_{12}^2 > 0
 \end{aligned}$$

gdzie ϱ^s i ϱ^f są efektywnymi gęstościami odpowiednio szkieletu i cieczy.

Uwzględnienie w (2.9) liniowych zależności geometrycznych

$$(2.13) \quad \varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}) , \quad \varepsilon = \varepsilon_{kk} , \quad \theta = \theta_{kk} = U_{k,k}$$

oraz związków fizycznych (2.1) pozwala na napisanie przemieszczeniowych równań ruchu

$$\begin{aligned}
 (2.14) \quad & N \nabla^2 u_i + (A+N) \varepsilon_{,i} + G \theta_{,i} = \varrho_{11} \frac{\partial^2}{\partial t^2} u_i + \varrho_{12} \frac{\partial^2}{\partial t^2} U_i + b(v_i^f - v_i^s) , \\
 & (QE + R\theta)_{,i} = \varrho_{12} \frac{\partial^2}{\partial t^2} u_i + \varrho_{22} \frac{\partial^2}{\partial t^2} U_i - b(v_i^f - v_i^s) ,
 \end{aligned}$$

które wraz z równaniem filtracji stanowią punkt wyjścia zagadnień brzegowych. Liniowe prawo przepływu Darcy ma postać

$$(2.15) \quad \sigma_i^f = \frac{1}{K} (v_i^f - v_i^s) , \quad K = \frac{k}{\mu^f \nu^s} .$$

Należy podkreślić, że w równaniach (2.9) i (2.14) wyrazy zawierające współczynnik ϱ_{12} charakteryzują sprzężenia masowe pomiędzy fazami ośrodka.

Równania ruchu izotropowego ośrodka porowatego wypełnionego cieczą, odmienne od sformułowanych przez Biota zaproponował Derski [14]. Zakładając, że faza ciekła dzieli się na ciecz swobodną z własnym polem prędkości \underline{v} oraz ciecz uwięzioną w szkielecie i poruszającą się z prędkością szkieletu \underline{V} otrzymał on równania ruchu dla tzw. składników kinematycznych /przy pominięciu sił masowych/.

$$(2.16) \quad \begin{aligned} \underline{\underline{\sigma}}_{ij}^1 &= \underline{\underline{\rho}}^1 \frac{\partial}{\partial t} \underline{\underline{v}}_i + b_1 (\underline{\underline{v}}_i - \underline{\underline{v}}_i^s), \\ \underline{\underline{\sigma}}_{,i}^2 &= \underline{\underline{\rho}}^2 \frac{\partial}{\partial t} \underline{\underline{v}}_i - b_1 (\underline{\underline{v}}_i - \underline{\underline{v}}_i^s), \end{aligned}$$

które następnie były analizowane w pracy [15] i porównywane z równaniami Biota w [16]. W równaniach (2.16) $\underline{\underline{\sigma}}^1$ jest naprężeniem odniesionym do szkieletu i cieczy uwięzionej, $\underline{\underline{\sigma}}^2$ jest ciśnieniem cieczy swobodnej, $\underline{\underline{\rho}}^1$ oznaczają gęstość szkieletu i cieczy uwięzionej a $\underline{\underline{\rho}}^2$ jest gęstością cieczy swobodnej.

Na uwagę zasługuje fakt, że w (2.16) nie występuje sprzężenie mesowe pomiędzy fazami ośrodka.

Równania (2.16) zostały potwierdzone /przy zaniedbaniu sprzężenia mesowego/ w ramach analizy deformacji ośrodka porowatego nasyconego cieczą z uwzględnieniem anizotropowej, geometrycznej charakterystyki struktury porów [17], [18]. Ponadto podano strukturalne uzasadnienie kinematycznego traktowania składników, jak również związki pomiędzy tensorami naprężeń $\underline{\underline{\sigma}}^s, \underline{\underline{\sigma}}^f$ składników fizycznych i naprężeń $\underline{\underline{\sigma}}^1, \underline{\underline{\sigma}}^2$ składników kinematycznych w postaci

$$(2.17) \quad \begin{aligned} \underline{\underline{\sigma}}_{ij}^1 &= \underline{\underline{\sigma}}_{ij}^s + (1 - \frac{\bar{\lambda}}{f_v}) \underline{\underline{\sigma}}^f \delta_{ij}, \\ \underline{\underline{\sigma}}^2 \delta_{ij} &= \frac{\bar{\lambda}}{f_v} \underline{\underline{\sigma}}^f \delta_{ij}, \end{aligned}$$

oraz zależność, którą spełnia prędkość względna cieczy, [19]

$$(2.18) \quad \underline{\underline{v}}^f - \underline{\underline{v}}^s = \frac{\bar{\lambda}}{f_v} (\underline{\underline{v}}^2 - \underline{\underline{v}}^1), \quad \underline{\underline{v}}^s \equiv \underline{\underline{v}}^1,$$

gdzie $\bar{\lambda}$ jest porowatością powierzchniową efektywną odpowiedzialną za względny przepływ cieczy.

Przemieszczeniowe równania ruchu składników kinematycznych otrzymamy z (2.16) wykorzystując zależności (2.1), (2.13), (2.17) i (2.18). Mają one postać:

$$(2.19) \quad \begin{aligned} N \nabla^2 u_i + [N + A + (1 - \frac{\bar{\lambda}}{f_v}) Q] \epsilon_{,i} + [Q + (1 - \frac{\bar{\lambda}}{f_v}) R] \theta_{,i} &= \underline{\underline{\rho}}^1 \frac{\partial^2}{\partial t^2} u_i + b_1 (\underline{\underline{v}}_i - \underline{\underline{v}}_i^s), \\ \frac{\bar{\lambda}}{f_v} (Q \epsilon_{,i} + R \theta_{,i}) &= \underline{\underline{\rho}}^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \underline{\underline{u}}_i - b_1 (\underline{\underline{v}}_i - \underline{\underline{v}}_i^s), \end{aligned}$$

lub alternatywnie

$$\begin{aligned}
 (2.20) \quad N \nabla^2 u_i + \left[N + A + \left(1 - \frac{\bar{\lambda}}{f_v}\right) [2Q + \left(1 - \frac{\bar{\lambda}}{f_v}\right) R] \right] \varepsilon_{,i} + \left[Q + \left(1 - \frac{\bar{\lambda}}{f_v}\right) R \right] \frac{\bar{\lambda}}{f_v} \dot{\theta}_{,i} = \\
 = \dot{S} \frac{\partial^2}{\partial t^2} u_i + b_1 (\dot{v}_i - \dot{v}_{,i}) , \\
 \frac{\bar{\lambda}}{f_v} [Q + R \left(1 - \frac{\bar{\lambda}}{f_v}\right)] \varepsilon_{,i} + \left(\frac{\bar{\lambda}}{f_v}\right)^2 R \dot{\theta}_{,i} = \dot{S} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \dot{u}_i - b_1 (\dot{v}_i - \dot{v}_{,i}) ,
 \end{aligned}$$

gdzie $\dot{\theta} = \dot{\theta}_{kk} = \dot{U}_{k,k}$ jest dylatacją cieczy swobodnej przy czym dla małych odkształceń jest oczywistym związek

$$\frac{\partial}{\partial t} \dot{\theta}_{kk} = \dot{v}_{k,k} .$$

Z budowy równań (2.19), (2.20) wynika, że w odróżnieniu od równań (2.14) stała Q , R występują tutaj w postaci pewnych kombinacji z ilorazem porowatości powierzchniowej i objętościowej tworząc pewne nowe stałe. Łatwo wykazać, że równania (2.19), (2.20) identyfikują się z równaniami (2.14) w sytuacji zaniku ruchu względnego składników, czyli gdy $\dot{\theta} = \dot{\epsilon}$, oraz gdy $\bar{\lambda} = f_v$.

3. Metody wyznaczenia stałych materiałowych

W liniowej teorii izotropowych ośrodków porowatych wypełnionych cieczą, przy uwzględnieniu związków fizycznych (2.1) lub (2.7) występują cztery niezależne stałe materiałowe, odpowiednio A, Q, R, N lub α, M, ρ, μ . Ich określenie wymaga zaprojektowania odpowiednich doświadczeń aby dokonać pomiaru niezależnych czterech wielkości. Bezpośredni pomiar występujących w teorii stałych nie jest jednak możliwy. Zależy więc potrzeba ustalenia czterech innych parametrów mierzonych doświadczalnie, które następnie pozwolą określić poszukiwane stałe.

Omówimy tutaj pomiary doświadczalne w odniesieniu do zagadnień statycznych i quasistatycznych, charakteryzując parametry pomiarowe Biota - Willisa [5], które stanowią punkt wyjścia dla innych propozycji wyliczenia stałych fizycznych.

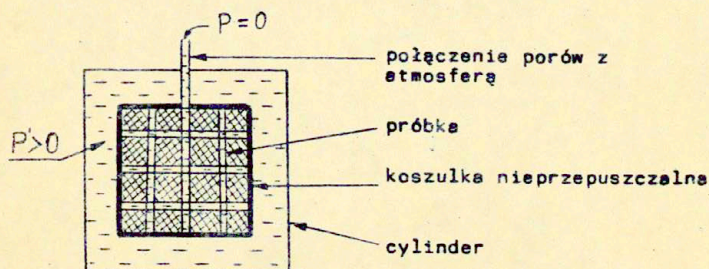
3.1. Statyczne próby ścisłości Biota - Willisa

Sposób wyznaczenia stałych materiałowych, pośrednio, za pomocą parametrów mierzalnych w eksperymencie zaproponowali Biot i Willis [5]. Jego istota sprowadza się do pomiaru zmian objętości porowatej próbki poddanej zadanemu hydrostatycznemu ciśnieniu cieczy odpowiednio w eksperymencie z próbką powietrzniowo izolowaną oraz próbką nieizolowaną.

Autorzy proponują następujące pomiary:

- A° współczynnika ścisłości próbki izolowanej κ ,
- B° współczynnika ścisłości próbki nieizolowanej δ ,
- C° współczynnika zawartości cieczy γ ,
- D° modułu ścinienia porowatego szkieletu μ .

A. Próba wszechstronnego ściskania próbki izolowanej



Rys. 1. Wszechstronne ściskanie izolowanej próbki.

Warunki próby:

- próbka jest osłonięta nieprzepuszczalną dla cieczy elastyczną koszulką i umieszczona w cylindrze pomiarowym wypełnionym cieczą,
- pory próbki wypełnione cieczą połączone są z atmosferą co umożliwia utrzymywanie w nich zerowego ciśnienia.

Wielkości kontrolowane:

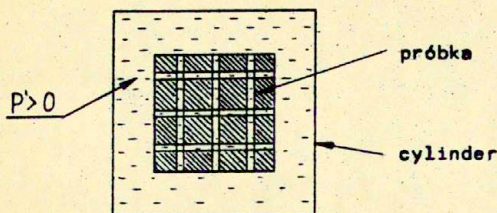
- ciśnienie cieczy p' w cylindrze pomiarowym,
- zmiana objętości /dylatacja/ próbki, $\varepsilon = \Delta V \cdot V^{-1}$.

Wynik próby:

- określenie WSPÓŁCZYNNIKA ŚCISŁIWOŚCI κ próbki izolowanej

$$(3.1) \quad \kappa = - \frac{\varepsilon}{p'}$$

B. Próba wszechstronnego ściskania próbki nieizolowanej



Rys. 2. Wszechstronne ściskanie nieizolowanej próbki.

Warunki próby:

- próbka nieizolowana umieszczona w cylindrze pomiarowym wypełnionym cieczą,

Wielkości kontrolowane:

- ciśnienie cieczy p' w cylindrze pomiarowym,
- zmiana objętości /dylatacja/ próbki, $\varepsilon = \Delta V \cdot V^{-1}$.

Wynik próby:

- określenie WSPÓŁCZYNNIKA ŚCISLIWOŚCI δ próbki nieizolowanej

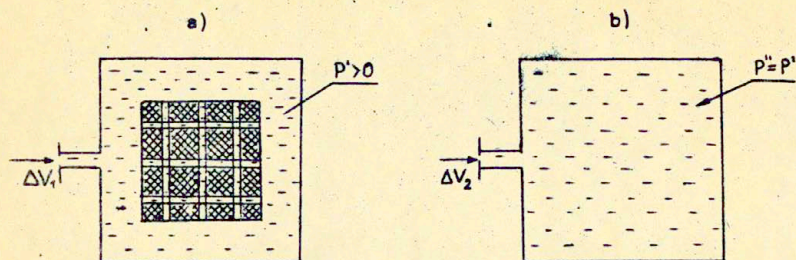
$$(3.2) \quad \delta = - \frac{\varepsilon}{p'}$$

C. Próba wszechstronnego ściskania próbki nieizolowanej i ścisłości cieczy.

Celem próby jest określenie WSPÓŁCZYNNIKA ZAWARTOŚCI CIECZY γ zdefiniowanego jako

$$(3.3) \quad \gamma = \frac{\xi}{p'} = \frac{f_v(\varepsilon - \theta)}{p'}$$

gdzie wykorzystano zależność (2.6).



Rys. 3. Sciskanie niez izolowanej próbki i cieczy.

Warunki próby:

- próbka niez izolowana o jednostkowej objętości umieszczona w cylindrze pomiarowym /a/ wypełnionym cieczą,
- pory próbki całkowicie wypełnione cieczą identyczną jak w cylindrze,
- wtłaczana ciecz do cylindra z próbką /a/ i do cylindra bez próbki /b/ wywołuje zmianę ciśnienia o jednostkę.

Wielkości kontrolowane:

- ilość wtłoczonej cieczy ΔV_1 do cylindra /a/ przy zmianie ciśnienia o jednostkę,
- zmiana objętości /dylatacja/ próbki niez izolowanej, $\varepsilon = \Delta V \cdot V^{-1}$,
- ilość wtłoczonej cieczy ΔV_2 do cylindra /b/ bez próbki przy zmianie ciśnienia o jednostkę.

Wynik próby:

- określenie WSPÓŁCZYNNIKA ZAWARTOŚCI CIECZY γ na podstawie zależności

$$(3.4) \quad \Delta V_2 - \Delta V_1 = \delta + \gamma - c$$

gdzie c jest współczynnikiem ściśliwości cieczy. Znajomość współczynnika ściśliwości cieczy C z innych prób pozwala określić γ bezpośrednio z próby ściskania niez izolowanej próbki jak następuje

$$(3.5) \quad \gamma = f_v(c - \delta) .$$

W celu określenia nieznanych stałych wykorzystujemy wyznaczone z kolejnych pomiarów wielkości w związkach fizycznych (2.1) lub (2.7). Podstawiając w miejsce naprężeń mierzone ciśnienia oraz zapisując odkształcenia przy pomocy parametrów κ , δ , γ , ρ i f_v otrzymamy dwa układy równań z niewiadomymi odpowiednio N , A , Q , R oraz μ , λ , α , M . Ich rozwiązania można zapisać jak następuje

$$(3.6) \quad \begin{aligned} A &= \frac{f_v^2 + \frac{\gamma}{\kappa} + (1-2f_v)(1-\frac{\delta}{\kappa})}{\gamma + \delta - \frac{\delta^2}{\kappa}} - \frac{2}{3}\mu, \\ Q &= \frac{f_v(1-\frac{\delta}{\kappa} - f_v)}{\gamma + \delta - \frac{\delta^2}{\kappa}}, \\ R &= \frac{f_v^2}{\gamma + \delta - \frac{\delta^2}{\kappa}}, \quad N = \mu, \end{aligned}$$

oraz

$$(3.7) \quad \begin{aligned} \lambda &= \frac{1}{\kappa} - \frac{2}{3}\mu, \\ \alpha &= 1 - \frac{\delta}{\kappa}, \\ M &= \frac{1}{\gamma + \delta - \frac{\delta^2}{\kappa}}, \\ \mu &\equiv \mu. \end{aligned}$$

3.2 Określanie stałych na podstawie rozwiązań zagadnień quasistatycznych.

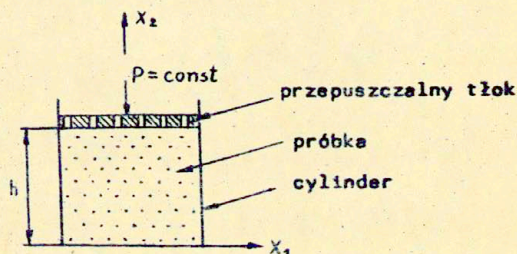
W odróżnieniu od statycznych prób ścisłości Biota - Willisa, gdzie odpowiednich pomiarów dokonywano w stanie początkowym i końcowym procesu odkształcenia, istnieją metody określenia stałych wykorzystujące rozwiązania jednowymiarowych zagadnień quasistatycznych. Punktem wyjścia w tym przypadku jest uproszczony układ równań przemieszczeniowych (2.14) w postaci

$$(3.8) \quad \begin{aligned} N\nabla^2 u_i + (A+N)\epsilon_{,i} + Q\theta_{,i} &= b(v_i^f - v_i^s), \\ (QE + R\theta)_{,i} &= -b(v_i^f - v_i^s). \end{aligned}$$

Rozwiązanie równań (3.8) dla zagadnienia osiadania ośrodka lub jego odpowiedzi na okresowo-zmienne obciążenie przy konfrontacji z ich wartościami mierzonymi daje możliwość wyznaczenia poszukiwanych stałych. Te dwa sposoby omówimy poniżej.

A. Jednowymiarowe osiadanie próbki w edometrze.

Sposób wyznaczenia stałych w oparciu o znajomość funkcji osiadania gruntu w jednowymiarowym stanie odkształcenia realizowanym w edometrze przedstawił Strzelecki [10]. Próbkę gruntu umieszczoną w edometrze obciąża się poprzez tłok niezmienną w czasie siłą P . Porowaty tłok umożliwia swobodny wypływ nadmiaru cieczy z próbki w czasie procesu osiadania /rys. 4/.



Rys. 4. Osiadanie w edometrze.

Osiadanie powierzchni próbki pod tłokiem, przy warunkach brzegowych

$$(3.9) \quad \begin{aligned} \sigma_{33}^s(h, t) + \sigma^f(h, t) &= -P \cdot \eta(t), \\ \sigma^f(h, t) &= 0, \quad u(0, t) = 0. \end{aligned}$$

opisuje funkcja

$$(3.10) \quad u(t) = -\frac{Ph}{E_e} \left(1 - \frac{\delta}{\pi^2} \frac{\frac{H^2}{R}}{E_e + \frac{H^2}{R}} S_1 \right)$$

gdzie

$$S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp \left[\frac{-RE_e K \pi^2 (2n-1)^2}{4h^2 (E_e + \frac{H^2}{R})} t \right]}{(2n-1)^2}, \quad H = Q + R,$$

K - współczynnik przepuszczalności, natomiast E_e jest edometrycznym modułem ściśliwości związanym ze stałymi fizycznymi zależnością

$$(3.11) \quad E_e = 2N + A - \frac{Q^2}{R}.$$

W doświadczeniu obserwowany jest przebieg osiadania w czasie jako efekt konsolidacji gruntu. Pomiar przemieszczenia górnej powierzchni próbki wykonuje się do momentu zakończenia konsolidacji. Za kryterium końca konsolidacji przyjęto czas, po którym przyrost odkształcenia $\Delta \epsilon$ w ciągu 10^5 sek. jest mniejszy niż 10^{-5} .

W celu wyznaczenia poszukiwanych stałych stosuje się procedurę numeryczną opartą na metodzie regresji nieliniowej. Trójparametrowy model regresji nieliniowej zbudowany w odniesieniu do rozwiązania (3.10) ma postać

$$(3.12) \quad Y = B_1 (1 + B_2 S_1) p, \\ S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left[- (2n-1)^2 t / B_3 \right] / (2n-1)^2,$$

gdzie B_1, B_2, B_3 są parametrami modelu regresji i są określone związkami

$$(3.13) \quad B_1 = \frac{1}{E_e}, \quad B_2 = -\frac{\delta}{\pi^2} \frac{\frac{H^2}{R}}{E_e + \frac{H^2}{R}}, \\ B_3 = \frac{4h^2 [E_e + \frac{H^2}{R}]}{\pi^2 R E_e K}.$$

Ustalony doświadczalnie przebieg funkcji osiadania $u(t)$ umożliwia określenie wartości parametrów B_1, B_2, B_3 .

Przy założeniu, że wartość ilorazu δ/x (δ, x - parametry Biota - Willisa) jest mała, czyli

$$(3.14) \quad \frac{Q}{R} = \frac{1 - f_v \frac{\delta}{x}}{f_v} \approx \frac{1}{f_v},$$

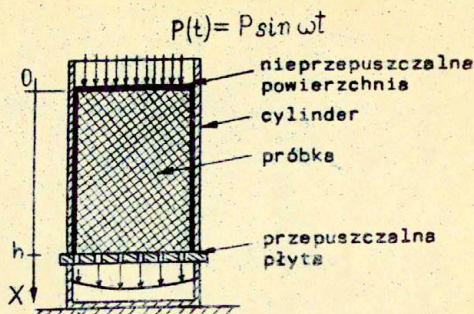
oraz dla znanej porowatości objętościowej f_v , z zależności (3.13) i (3.14) można wyznaczyć liczbowe wielkości stałych jak następuje

$$(3.15) \quad \begin{aligned} H &= - \frac{\pi^2 B_2 E_e f_v}{8(1 + B_2 \pi^2 / 8)(1 + f_v)}, \\ R &= \frac{H f_v}{f_v + 1}, \quad E_e = \frac{1}{B_1}, \\ K &= \frac{4 H^2 [E_e + \frac{H^2}{R}]}{\pi^2 R E_e B_3}. \end{aligned}$$

Doświadczenia omówione w [10] zostały przeprowadzone dla ilu kaolinitowego. Stwierdzono, że w przypadku kiedy woda wypełniająca pory gruntu nie zawiera pęcherzyków gazu, istnieje wystarczająca zbieżność wartości stałych wyznaczonych wyżej opisaną metodą i metodą testów statycznych.

B. Jednowymierowe harmonicznie zmienne obciążenie próbki.

Kolejne dwie propozycje określania stałych korzystają z rozwiązań zgodnienia jednowymiarowego stanu odkształcenia harmonicznie obciążonej próbki. Pierwsza, zaprezentowana w pracach Uklejewskiego [11], [12] opracowana była do badania charakterystyki sprężystych ośrodków porowatych stosowanych do konstrukcji dwufazowych wibroizolatorów. Warunki doświadczenia przedstawia poniższy schemat /rys. 5/.



Rys. 5. Harmonicznie obciążona próbka.

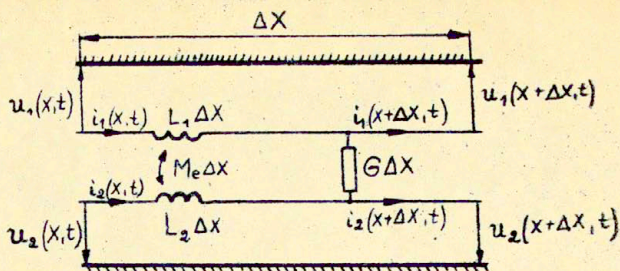
Wykorzystując własności analogii elektromechanicznych typu Firestone'a rozwiązania równań (3.8) z warunkami brzegowymi

$$(3.16) \quad \begin{aligned} \sigma^f(x=h, t) = 0 & \quad , \quad w_1(x=0, t) = W_1(x=0, t) , \\ w_1(x=h, t) = 0 & \quad , \quad \sigma^f(x=0, t) + \sigma_{11}^s(x=0, t) = P_0 , \end{aligned}$$

gdzie $P_0 = P(t) \cdot F^{-1}$,

poszukiwano w grupie zagadnień elektrycznych opisanych równaniami tego samego rodzaju. W związkach (3.16) F oznacza pole przekroju poprzecznego próbki, w_1, W_1 - przemieszczenia odpowiednio szkieletu i cieczy. Zaletą takiego postępowania jest to, że rozwiązania funkcjonujące dla zagadnień elektrycznych są znane i mają prostą postać, wygodną do dalszej analizy stałych.

Elektrycznym analogiem pokazanego na schemacie układu mechanicznego jest układ dwóch linii długich sprzężonych magnetycznie i konduktancyjnie przedstawiony poniżej



Ryc. 6. Odcinek dwóch sprzężonych linii długich.

gdzie u , i , L oznaczają odpowiednio napięcie, gęstość prądu i indukcyjność toru, natomiast M_e jest indukcyjnością wzajemną pomiędzy torami, G - konduktancję /przewodnością/ pomiędzy torami.

Wprowadzając koncepcję wektora stanu $S(x)$ układu mechanicznego

$$(3.17) \quad S(x) = \begin{bmatrix} v_1(x) \\ V_1(x) \\ \sigma_{11}^s(x) \\ \sigma^f(x) \end{bmatrix},$$

równania (3.8) dla jednowymiarowego zagadnienia można zapisać w postaci jednego równania stanu

$$(3.18) \quad \frac{dS(x)}{dx} = A S(x).$$

W związkach (3.17) i (3.18) v_1 , V_1 - są prędkościami zespolonymi odpowiednio szkieletu i cieczy, σ_{11}^s , σ^f oznaczają naprężenia w szkielecie i cieczy, natomiast A jest macierzą układu. Rozwiązania równania (3.18) mają postać

$$(3.19) \quad \begin{aligned} v_1(x) &= \frac{p[v_1(0) - V_1(0)]}{p+q} \operatorname{ch}(\gamma x) - \frac{p[p\sigma_{11}^s(0) - q\sigma^f(0)]}{\gamma(p+q)} \operatorname{sh}(\gamma x) \\ &\quad - \frac{k[\sigma_{11}^s(0) - \sigma^f(0)]}{p+q} x + \frac{q[v_1(0) + pV_1(0)]}{p+q}, \\ V_1(x) &= -\frac{q[v_1(0) - V_1(0)]}{p+q} \operatorname{ch}(\gamma x) + \frac{q[p\sigma_{11}^s(0) - q\sigma^f(0)]}{\gamma(p+q)} \operatorname{sh}(\gamma x) \\ &\quad - \frac{k[\sigma_{11}^s(0) + \sigma^f(0)]}{p+q} x + \frac{qv_1(0) + pV_1(0)}{p+q}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{11}^s(x) &= -\frac{v_1(0) - V_1(0)}{Z_0} \operatorname{sh}(\gamma x) + \frac{p \sigma_{11}^s(0) - q \sigma^f(0)}{p+q} \operatorname{ch}(\gamma x) \\ &\quad + \frac{q [\sigma_{11}^s(0) + \sigma^f(0)]}{p+q}, \\ \sigma^f(x) &= \frac{v_1(0) - V_1(0)}{Z_0} \operatorname{sh}(\gamma x) - \frac{p \sigma_{11}^s(0) - q \sigma^f(0)}{p+q} \operatorname{ch}(\gamma x) \\ &\quad + \frac{p [\sigma_{11}^s(0) + \sigma^f(0)]}{p+q}, \end{aligned}$$

gdzie p, q, γ, Z_0, k są funkcjami zespolonymi stałych N, A, Q, R, K i pulsacji ω jak następuje:

$$\begin{aligned} (3.20) \quad p &= j\omega \frac{Q+R}{R(M+2N)}, \quad q = j\omega \left[\frac{1}{R} + \frac{Q}{R} \frac{Q+R}{R(M+2N)} \right], \\ \gamma &= \sqrt{j\omega \frac{1}{C} \left[\frac{(H/R)^2}{M+2N} + \frac{1}{R} \right]}, \quad Z_0 = \sqrt{j\omega C \left[\frac{(H/R)^2}{M+2N} + \frac{1}{R} \right]}, \\ k &= j^2 \omega^2 \frac{1}{R(M+2N)}. \end{aligned}$$

Wielkościami mierzonymi w procesie obciążenia są:

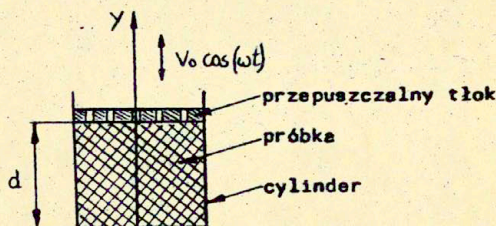
- v_1 - prędkość przemieszczeń szkieletu dla $x=0$,
- V_1 - prędkość przepływu cieczy dla $x=h$,
- (3.21) σ^f - naprężenie w cieczy dla $x=0$,
- P_0 - obciążenie na jednostkę powierzchni przekroju,
- C - stała przepuszczalności.

Wykorzystanie tych wielkości w (3.19) pozwala obliczyć stałe A, Q, R . Mamy

$$\begin{aligned} (3.21) \quad A &= \frac{\omega(k - |q|^2)}{k(|p| + |q|)} - 2N, \\ Q &= -\frac{\omega(|p| \cdot |q| + k)}{k(|p| + |q|)}, \\ R &= \frac{\omega(k - |p|^2)}{k(|p| - |q|)}. \end{aligned}$$

Należy zaznaczyć, że zakres stosowalności charakteryzowanej metody dotyczy wszystkich materiałów porowatych, na których można przeprowadzić próby przy obciążeniu harmonijnym /są to np. materiały porowate stosowane do celów wibroizolacji/.

Drugi wariant wykorzystania harmonicznie obciążonej próbki w jednowymiarowym stanie odkształcenia do wyznaczenia stałych α i M / związku (2.7) / zaproponowali Kim i Kingsbury [13]. Warunki próby przedstawia schemat



Rys. 7. Harmonicznie obciążona próbka.

Do rozwiązania układu równań przemieszczeniowych dla takiego zagędnienia wykorzystano metodę funkcji zespolonych. Otrzymano zależność określającą moduł zespolony $\bar{E}(\omega)$, [20],

$$(3.22) \quad \bar{E}(\omega) \equiv \frac{\bar{T}_{yy}(d)}{V_0/d} = g(\lambda + 2\mu) \left[b_2 + \frac{b_1 \alpha}{\lambda + 2\mu} \left(\frac{\tanh \Omega d}{\Omega \alpha} \right) \right]^{-1}$$

gdzie $\bar{T}_{yy}(d)$ - jest zespolonym normalnym naprężeniem na górnej powierzchni próbki, V_0 - amplitudą przemieszczenia, d - wysokością próbki. Ponadto przyjęto oznaczenia

$$b_1 = \frac{\mu^f \alpha}{k}, \quad b_2 = \frac{\mu^f}{Mk},$$

$$g = b_2 + \frac{b_1 \alpha}{\lambda + 2\mu}, \quad \Omega = (1+i) \sqrt{\frac{g\omega}{2}},$$

gdzie μ^f - współczynnik lepkości dynamicznej cieczy, ω - częstość, k - współczynnik przepuszczalności, μ , λ , α , M stałe w związkach (2.7).

Wartość modułu zespolonego \bar{E} określa się z pomiaru zespolonej impedancji \bar{Z} , między którymi zachodzi związek:

$$\bar{E} = \omega \bar{Z} d A,$$

gdzie A jest powierzchnią przekroju próbki. Pomiar \bar{Z} umożliwia układ, którego opis podaje się w pracy [14].

Ze względu na zespolony charakter modułu \bar{E} jeśli znane będą jego liczbowa wartość i stałe μ , λ , μ^f , k , ω , można wyliczyć ze wzoru (3.16) liczbowe wartości stałych α i M .

W pracy [13] podano liczbowe wartości α i M wyznaczone tą metodą dla poliuretanowej pianki, filcu i piasku wypełnionego wodą, powietrzem oraz ciekłymi silikonami. Próby doświadczalne prowadzono nie przekraczając granicy częstotliwości wymuszenia powyżej której nie można pominąć wpływu efektów dynamicznych.

4. Wyznaczenie parametrów B - W / Biota - Willisa/ dla skał i gruntów.

4.1 Charakterystyka skał.

● Pierwszą pracę, w której dokonano wyznaczenia liczbowych wartości parametrów κ , δ , γ oraz stałej α opublikował Fatt [6]. Autor, w oparciu o swoje wcześniejsze badania zajmował się wyznaczeniem współczynników dla piaskowca wypełnionego naftą. Zastosował ideę pomiaru proponowaną przez Biota i Willisa w przyrządzie pozwalającym mierzyć zmianę objętości porów i objętości całkowitej próbki przy zmianie wewnętrznego i zewnętrznego ciśnienia hydrostatycznego. Szukane współczynniki są wówczas określone jak następuje:

$$\kappa = - \frac{1}{V_B} \left(\frac{\partial V_B}{\partial P_e} \right) \Big|_{P_i=0} \quad ,$$

$$\delta = - \frac{1}{V_B} \left(\frac{\partial V_B}{\partial P_{e1}} \right) \quad , \quad \gamma = f_v (c - \delta) \quad ,$$

gdzie V_B - objętość próbki, P_e - ciśnienie zewnętrzne cieczy w próbce izolowanej, P_i - ciśnienie wewnętrzne / porowe / w próbce izolowanej, P_{e1} - ciśnienie cieczy w próbce nieizolowanej, c - ściśliwość cieczy, f_v - porowatość objętościowa.

Niezależnie od pomiaru κ , δ , γ wyznaczono stałą α występującą w związkach fizycznych (2.7). Wykorzystano przy tym zależność:

$$\frac{\frac{1}{V_B} \left(\frac{\partial V_B}{\partial P_e} \right) \Big|_{P_i}}{\frac{1}{V_B} \left(\frac{\partial V_B}{\partial P_e} \right) \Big|_{P_i}} = \frac{C_B - C_T}{C_B} = \alpha ,$$

gdzie $C_B = - \frac{1}{V_B} \left(\frac{\partial V_B}{\partial P_e} \right) \Big|_{P_i} ,$

C_T - współczynnik ściśliwości materiału skalnego.

Wartości współczynników κ , δ , γ oraz odpowiednich stałych N , A , Q , R oraz α zawiera Tabela 1.

● Wyznaczenia parametrów B - W dla kilku innych rodzajów skał wypełnionych wodą dokonali Yew i Jogi [7], [21]. Przeprowadzali oni próby ściskania w aparacie umożliwiającym pomiar odkształceń osiowych ϵ_a cylindrycznej próbki przy zadanym wszechstronnym ciśnieniu hydrostatycznym p . Współczynnik ściśliwości κ próbki izolowanej jest równy

$$\kappa = 3\epsilon_a \cdot p^{-1} ,$$

natomiast współczynnik ściśliwości δ próbki nieizolowanej jest

$$\delta = 3\epsilon_a' \cdot p^{-1} ,$$

Współczynnik zawartości cieczy γ obliczono ze wzoru

$$\gamma = f_v (c - \delta) ,$$

natomiast dla wyliczenia modułu ścinania autorzy korzystają z zależności

$$\mu = 3\bar{k}(1-2\nu)[2(1-\nu)]^{-1} ,$$

gdzie ν - liczba Poissona, \bar{k} - moduł ściśliwości objętościowej.

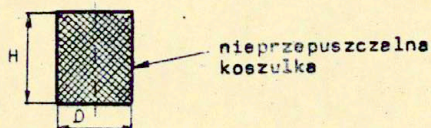
Liczbowe wartości współczynników κ , δ , γ i określone na ich podstawie stałe N , A , Q , R podano w Tabeli 1.

4.2. Wyznaczanie parametrów B - W dla gruntów.

Przytoczone powyżej rezultaty Fatta, Yewa i Jogi dotyczyły skał. Wykorzystanie teorii Biota do opisu deformacji gruntów wymaga również dla tego typu ośrodków określenia stałych materiałowych. Ze względu na istotnie różne własności gruntów w porównaniu ze skałami, nie można wykorzystać bezpośrednio

techniki pomiarowej stosowanej do skał. Zachodzi konieczność użycie przyrządów o innej czułości a także stosowania odmiennych metod pomiarowych. Omówimy dwie propozycje pomiarów B - W dla gruntów.

● Pierwszy sposób sprowadza się do pomiarów odkształceń próbki w aparacie dla trójosiowego ściskania. Parametry α , δ i γ wyznacza się z pomiaru zmiany wysokości próbki ΔH , ciśnienia hydrostatycznego σ_n i zmiany objętości Θ cieczy w jednostkowej objętości próbki cylindrycznej, izolowanej cienkościenną gumową koszulką / rys. 8 /.



Rys. 8. Próbka gruntu.

Współczynnik ściśliwości α izolowanej próbki oblicza się ze związku

$$\alpha = \frac{3\Delta H}{H\sigma_n}$$

Pomiar współczynnika ściśliwości δ nieizolowanej próbki zasugeterował Domski [8] prowadząc obserwacje próbki od innego stanu wyjściowego aniżeli w doświadczeniu proponowanym przez Biote i Willisa. Stanem wyjściowym w [8] jest stan wszechstronnego ściskania próbki izolowanej przy zachowaniu ciśnienia cieczy w porach równego zeru. W efekcie określony został parametr δ_D / w pracy [8] omyłkowo utożsamiany z δ / z zależności

$$\delta_D = \frac{3\Delta H}{H\sigma_n}$$

Znajomość parametru δ_D umożliwia wyznaczenie współczynnika δ z warunku

$$\delta_D \cong \delta - \alpha$$

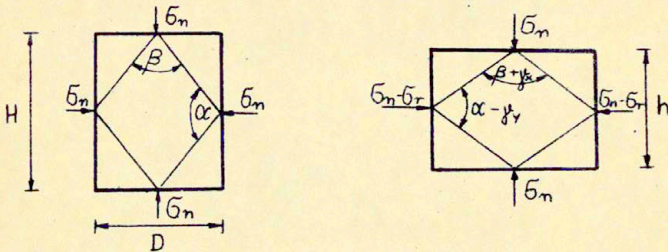
Współczynnik zawartości cieczy γ wyznaczono z próby wszechstronnego ściskania izolowanej próbki, wykorzystując wzór

$$\gamma = \frac{f_v(3\Delta H/H - \theta)}{\sigma_n},$$

gdzie $\theta = \frac{4\Delta\theta}{\pi^2 D^2 H}$;

$\Delta\theta$ - objętość wyciśniętej cieczy.

Ponadto w aparacie trójosiowego ściskania można określić moduł odkształcenia postaciowego. Sposób podany w [8] opiera się na pomiarze zmiany postaci próbki w trójosiowym stanie naprężenia / rys. 9 /.



Rys. 9. Próba w aparacie trójosiowego ściskania.

Wówczas moduł odkształcenia postaciowego μ wylicza się ze wzoru

$$\mu = (\sigma_n - \sigma_r) \left[\arctg \frac{Dh(\sqrt{H} - \sqrt{h})}{D^2 + h^2\sqrt{h}} \right]^{-1}.$$

Liczbowe wyniki uzyskane w pracy [8] zawiera Tabela 2.

● Inną propozycję określenia parametrów α , δ , γ dla gruntu podaje Dziecielak [9]. W oparciu o założenie, że charakterystykę badanego gruntu można określić na podstawie znanych własności jego n składników, wykorzystuje się następujący zbiór parametrów: globalny moduł sprężystości E , globalną liczbę Poissona ν , moduł sprężystości objętościowej K_i ziaren i -tego składnika gruntu, udział objętościowy α_i i -tego składnika, współczynnik ściśliwości C cieczy i porowatość objętościową f_v .

Współczynnik ścisłości α próbki izolowanej jest równy

$$\alpha = 1/K ,$$

gdzie K jest globalnym modułem sprężystości objętościowej równym

$$K = \frac{E}{3(1-2\nu)} ,$$

zatem

$$\alpha = \frac{1}{E} [3(1-2\nu)] .$$

Moduł E można również określić mierząc edometryczny moduł sprężystości E_e gruntu, wykorzystując zależność

$$E = E_e (1 + \nu)(1 - 2\nu)/(1 - \nu) .$$

Współczynnik ścisłości δ próbki nieizolowanej oblicza się ze wzoru

$$\delta = \sum_{i=1}^n \alpha_i \frac{1}{K_i} ,$$

gdzie n - jest liczbą składników którą można wyróżnić w gruncie, α_i - ich udziały objętościowe, K_i - współczynniki sprężystości objętościowej ziaren składników gruntu.

Współczynnik zawartości cieczy γ^* określa się według wzoru podanego przez Biute - Willisa

$$\gamma^* = f_v (C - \delta) ,$$

gdzie C jest znanym współczynnikiem ścisłości cieczy.

5. Uwagi o stałych materiałowych dla kinematycznych składników ośrodka.

Omówione w niniejszej pracy metody określania stałych materiałowych A , N , Q , R zostały opracowane dla ośrodka porowatego, którego geometryczna struktura porów scharakteryzowana jest, jednym parametrem skalarnym - porowatością objętościową. Stałe te odnoszą się do składników fizycznych ośrodka.

Zachodzi pytanie czy w przypadku teorii uwzględniającej dodatkowo porowatość powierzchniową ilościowo różną od porowatości objętościowej / równania (2.20) / projektowane do-tychczas doświadczenia dają wystarczające i właściwe informacje o stałych materiałowych składników kinematycznych. Odpowiedź na to pytanie, w zakresie zagadnień statycznych i quasistatycznych, jest twierdząca i wynika ona z następujących faktów:

1) naprężenia składników kinematycznych i składników fizycznych związane są prostą zależnością (2.17), poprzez ilorzec porowatości powierzchniowej i objętościowej,

2) prawo filtracji w przypadku składników fizycznych i kinematycznych jest identyczne.

W takim przypadku znajomość parametrów $B - W$ pozwala wyznaczyć zarówno stałe materiałowe składników fizycznych jak też stałe składników kinematycznych które występują w równaniach (2.20) w postaci pewnych kombinacji, stałych składników fizycznych z ilorzecem porowatości powierzchniowej i objętościowej. Należy przy tym dodać, że przy analizie składników kinematycznych w zestaw wielkości znanych, obok porowatości objętościowej musi wchodzić porowatość powierzchniowa.

Tabela 1.

Rodzaj osrodka		Pieszkowiec Boise + nafta		Pieszkowiec Berea + woda		Pieszkowiec Pecos + woda		Wapień Indiana + woda		Dolomit + woda		Kreda + woda	
		Staze materia- lowe											
f_v	-	0,26	0,187	0,195	0,173	0,108	0,306						
μ	$[kG/cm^2] \times 10^4$		7,76	5,96		21,012*							
γ	$[kG/cm^3]^{-1} \times 10^6$	21,33	10,4	14,7		3,12							
δ		3,13	2,31	2,49		2,73							
γ		17,07	8,43	7,7		3,7							
A	$[kG/cm^3] \times 10^3$		78,2	69,1		180,6							
Q		7,81	10,68	12,59	2,21	0,44	3,8						
R		3,42	3,38	3,87	4,1	2,68	5,82						
λ	$[kG/cm^2] \times 10^4$		4,45	2,81		180,5							
α_c	-	0,85	0,78	0,83		0,126							
M	$[kG/cm^2] \times 10^4$	5,06	9,67	10,2		24,8							
K	$[cm^2] \times 10^{-12}$		1238,68	7,896									
P	$[kG/cm^2] \times 10^4$		23,34	18,83	35,83	60,62	13,94						
Ciśnienie	$[kG/cm^2]$	351,5			351,5	351,5	70,3						
Źródło danych		[6]		[7]		[21]	[*]-[22]						

Uwaga: Dane w obwódkach podano za autorami prac wymienionych w ostatniej rubryce, pozostałe dane wyliczono.

Tabela 2.

Stałe materiałowe		Rodzaj ośrodka		Elektrokorund + woda	Pianka poliolefinowa + ciemne silik.	Filc-ciemne silik.	Gruboziarnisty piankowy sekwoda	Głina pylasta + woda	Ił kaolinowy + woda
f_v	-	0,316	0,33	0,3	0,3	0,4617	0,418		
μ	$[\text{kg/cm}^2]$	258 $\times 10^3$	0,032	5,4	998,6	2,04	7,98		
κ	$[\text{kg/cm}^2]^{-1}$	3,12 $\times 10^{-6}$	12	0,085	0,0013	0,26	0,28		
δ	$[\text{kg/cm}^2]^{-1} \times 10^{-4}$	0,012	0,72 $\times 10^4$	7,7 $\times 10$	0,38	51	1,96		
γ^*	$[\text{kg/cm}^2]^{-1} \times 10^{-6}$	14,7	0,67 $\times 10^6$	4,7 $\times 10^3$	45,6	0,1 $\times 10^6$	1,4 $\times 10^3$		
A	$[\text{kg/cm}^2]$	153,6 $\times 10^3$	20,8	86,8	5563	5,1	143,4		
Q		5810	20,1	78,7	2432	2,24	105		
R		6430	10,9	38,7	1089	1,99	76		
λ		14835 $\times 10$	0,062	8,09	131,6	2,58	1,67		
α	-	0,60	0,94	0,91	0,97	0,98	0,997		
M	$[\text{kg/cm}^2] \times 10^3$	64,4	0,1	0,43	12,1	0,0093	0,434		
K	$[\text{cm}^2] \times 10^{-8}$	2,67	968,0	0,372	3,62	$10^{-3} \cdot 10^{-3}$	7,04 $\times 10^{-4}$		
Ciśnienie	$[\text{kg/cm}^2] \times 10^4$					0,51	0,55		
E_e	$[\text{kg/cm}^2]$						14,2		
Źródło danych		[7]		[13]		[8],[23]	[10]		

Uwaga: Dane w obwódkach podano za autorami prac wymienionych w ostatniej rubryce, pozostałe dane wyliczono.

Bibliografia

- [1] BIOT M.A. , General Theory of Three - Dimensional Consolidation, J. Appl. Phys. 12, 1941 , (155 - 164) .
- [2] BIOT M.A. , Theory of Elasticity and Consolidation for a Porous Anisotropic Solid, J. Appl. Phys. 26 No 2, 1955 , (182 - 185) .
- [3] BIOT M.A. , Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid - Saturated Porous Solid, I. Low - Frequency Range, J. Acoust. Soc. Am. 28, No 2, 1956, (168 - 178) .
- [4] DERSKI W. , Wstęp do matematycznej teorii konsolidacji, Z.N.P.t. Mechanika Nr 11 (1 - 99), 1964.
- [5] BIOT M.A. , WILLIS D.G. , The Elastic Coefficients of the Theory of Consolidation, J. Appl. Mech. , 24, 1957, (594 - 601) .
- [6] FATT I. , The Biot - Willis Elastic Coefficients for a Sandstone, J. Appl. Mech. 26, 1959, (296 - 297) .
- [7] YEW C. H. , JOGI P.N. , The Determination of Biots Parameters for Sandstones. Part 1: Static Tests. Experimental Mechanics, May, 1978, (167 - 172) .
- [8] DOMSKI J. , Problemy konsolidacji gruntów w świetle pewnych eksperymentów doświadczalnych i numerycznych , Zeszyty Naukowe Politechniki Krakowskiej Nr 3, 1980.
- [9] DZIĘCIELAK R. , On The Determination of The Constants of a Consolidating Medium, Acta Techn. Acad. Sci. Hung. vol. 73, 1972, (433 - 439) .
- [10] STRZELECKI T. , Elektrokinetyczna konsolidacja gruntu, Prace Naukowe Instytutu Geotechniki Politechniki Wrocławskiej Nr 37, 1982.
- [11] UKLEJEWSKI R. , Zastosowanie analogii elektromechanicznych w teorii konsolidacji, Prace IPPT, 61, 1979.
- [12] UKLEJEWSKI R. , On The Determination of The Biot - Willis Elastic Coefficients for Consolidation Theory, Studia Geot. et Mech. , vol. IV, no. 3 - 4, 1982.
- [13] KIM Y. K. , KINGSBURY H.B. , Dynamic Characterization of Poroelastic Materials, Experimental Mechanics, 19, 7, 1979.
- [14] DERSKI W. , Equations of Motion for a Fluid - Saturated Porous Solids. Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Sci. Tech. vol. XXVI, no. 1, 1978, (11 - 15) .
- [15] DERSKI W. , KOWALSKI S. , On The Motion and Mass Continuity Equations in a Porous Fluid - Saturated Medium. Studia Geot. et Mech. , no. 2, 1980, (3 - 12) .

- [16] KOWALSKI S. , Comparison of The Biot Equations of Motion for a Fluid - Saturated Porous Solid with Those of Derski Bull. Acad. Pol. Sci. , Ser. Sci. Tech. vol. XXVII, no. 10 - 11, 1979.
- [17] KUBIK J. , Mechanika silnie odkształcalnych ośrodków o anizotropowej przepuszczalności. Prace IPPT, 29, 1981, (1 - 73).
- [18] KUBIK J. , On Inertial Coupling in Dynamic Equations of Fluid - Saturated Porous Solid. Int. J. Engng.Sci. / w druku /.
- [19] KUBIK J. , Macroscopic Description of Geometrical Pore Structure of Porous Solid. Int. J. Engng. Sci. / w druku /.
- [20] WIJESINGHE A. M. , KINGSBURY H. B. , On The Dynamic Behavior of Poroelastic Materials, J. Acoust. Soc. Am. 65 / 1 /, 1979.
- [21] YEW C. H. , JOGI P. N. , Study of Wave Motions in Fluid - Saturated Porous Rocks, J. Acoust. Soc. Am. , 60 / 1 /, 1976.
- [22] HOBLER M. , Badania fizykomechanicznych własności skał PWN 1977.
- [23] Mechanika techniczna. Mechanika skał i gruntów, tom VII, PWN 1982.