ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1995
Seria: BUDOWNICTWO z.81 Nr kol. 1292

Jan KUBIK

SKURCZ I PĘCZNIENIE BETONU

Streszczenie. Praca zawiera termomechaniczny opis procesów skurczu i pęcznienia materiałów o strukturze kapilarno-porowatej. Towarzysząca tym procesom wymiana masy w kontaktach koagulacyjnych jest zasadniczą przyczyną pęcznienia. Teoretyczne ujęcie tematyki wykorzystujące pojęcie ciśnienia rozklinowującego podanego przez B.W. Deriaguina.

CONTRACTION AND SWELLING CONCRETE

Summary. The paper presents thermomechanical model of drying shrinkage and swelling for capillary and osmotic materials. Because of mass exchange in the coagulating contact, that cases swelling, there is used the disrupt pressure (B.W. Deriaguin [1]).

QUELLUNG UND SCHWINDEN DES BETONS

Zusammenfassung. Die Bearbeitung enthält eine thermomechanische Beschreibung für die Prozesse der Quellung und Schwinden des Baustoffes, dessen Struktur kapillar-porös ist. Der begleitende Massewechsel in Koagulationskontakten ist die grundlegenden Ursache der Quellung.

1. UWAGI WSTĘPNE

Problematyce skurczu i pęcznienia materiałów budowlanych poświęcono wiele uwagi, wykonano też mnóstwo prac doświadczalnych, których liczba jaskrawo kontrastuje z nielicznymi próbami wyjaśnienia fizyki tych zjawisk. Stan ten jest z jednej strony dowodem aktualności problemu i jego ważności dla techniki, z drugiej zaś świadczy o jego złożoności. Istotnie, wieloskładnikowość i wielofazowość typowego materiału budowlanego nastręcza tutaj określone trudności, tym bardziej że istota procesów skurczu i pęcznienia zawarta jest

w wewnętrznych procesach wymiany masy zachodzących między składnikami (fazami) materiału.

Przyczyn procesów skurczu i pęcznienia należy upatrywać zarówno w dużej stosunkowo powierzchni swobodnej i istnieniu niewysyconych napięć powierzchniowych,jak i w typowych dla tych materiałów kontaktach koagulacyjnych. W kontaktach tego typu wzajemne oddziaływanie cząstek odbywa się za pośrednictwem cienkiego filmu cieczy, który je przedziela. Oczywiście ciecz ta jest silnie związana z powierzchnią fazy stałej, tym niemniej w ograniczonym zakresie oddziałuje z cieczą swobodną znajdującą się w otoczeniu kontaktu. Na istnienie zaś cieczy swobodnej zezwala struktura materiału. Stwierdzamy więc bezpośrednie sąsiedztwo różnych form wilgoci, co ułatwia procesy transportu między nimi. To właśnie te lokalne formy transportu wilgoci makroskopowo postrzegamy jako skurcz i pęcznienie. Zauważmy, że ze zmianami odkształceń typowymi dla procesów skurczu i pęcznienia powinno się wiązać pola naprężeń. Polem tym jest naprężenie rozklinowujące, które jest wielkością analagiczną do wprowadzonego przez B.W. Deriaguina ([1],[6],[7]) ciśnienia rozklinowującego.

Zaproponowane w niniejszej pracy uogólnienie tej wielkości pozwala z jednolitego punktu widzenia opisywać efekty skurczu i pęcznienia materiałów. Naprężenie rozklinowujące będzie przy tym naprężeniem typu dystorsyjnego ograniczonym do każdej cząstki ośrodka.

Ważnym efektem pracy jest wykazanie bezpośredniego sprzężenia między procesami migracji wilgoci a naprężeniami rozklinowującymi.

Warto też zwrócić uwagę, że wyniki podane w pracy są nieosiągalne w klasycznej termomechanice ośrodka jednorodnego, która stanowiła dotychczas podstawę rozważań w omawianych zagadnieniach.

2. CIŚNIENIE ROZKLINOWUJĄCE

W 1939 roku B.W. Deriaguin zaproponował nowe ujęcie wzajemnych oddziaływań cząstek fazy stałej przedzielonych filmem cieczy. Układ taki nazywać będziemy kontaktem koagulacyjnym. W koncepcji B.W. Deriaguina podstawowe znaczenie posiada ciśnienie rozklinowujące rozumiane jako efekty zmiany sił oddziaływania między cząstkami fazy stałej wywołany istnieniem warstewki cieczy przedzielającej te cząstki. Przepływy między warstewką cieczy a sąsiadującą z nią cieczą swobodną generują zmiany sił oddziaływania w fazie stałej. W myśl koncepcji Deriaguina wartość ciśnienia rozklinowującego $\pi = \frac{\Delta M}{V}$ zależy od różnicy potencjałów chemicznych $\Delta M = M_1 - M_2$ cieczy w kontakcie i położonej w sąsiedztwie cieczy swobodnej M_2 oraz od objętości molarnej cieczy V.

W ogólnym przypadku wielkość napięcia rozklinowującego zależy od powierzchni stykających się minerałów oraz przedzielającej je cieczy i jest sumą

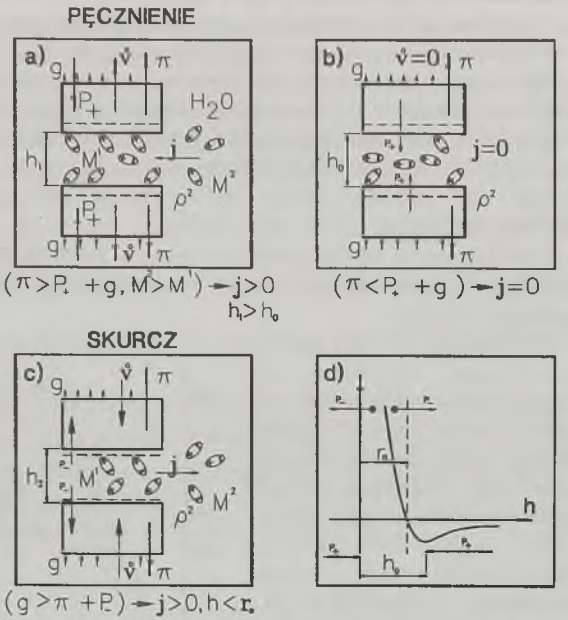
- ciśnienia wywołanego siłami oddziaływań powierzchni minerału i cieczy;
- sił oddziaływań jonów z warstwy podwójnej z molekułami cieczy w roztworze wypełniającym przestrzeń między cząstkami fazy stałej.

Podany przez Deriaguina model adaptujemy do opisu procesów skurczu materiałów budowlanych. Omawiane w pracy oddziaływania można schematycznie przedstawić na rysunku 1.

Na rysunku 1 warstwy fazy stałej (o) o gęstości ϱ^0 przedziela film cieczy (1) o średniej gęstości ϱ^1, która sąsiaduje z cieczą swobodną (2) o gęstości ϱ^2. Ciśnienie rozklinowujące π jest aproksymowane zależnością

$$\pi = \frac{M_2 - M_1}{V} = -A\frac{1}{(h)^m} \quad (1)$$

gdzie h jest grubością filmu cieczy, A - stałą, a M_1 i M_2 potencjałami chemicznymi filmu cieczy i cieczy swobodnej. Z zależności (1) i rys. 1 wynika, że wzajemna gra sił g, π, i P w kontakcie decyduje o przebiegu procesów skurczu i pęcznienia, przy czym P jest wartością oddziaływań między cząstkami fazy stałej poprzez film cieczy a g siłami wywieranymi na kontakt poprzez cząstki z otoczenia kontaktu. Oczywiście ciecz swobodna (2) poprzez sieć mikro- i makrokapilar może się przemieszczać w materiale oraz wyparować do otoczenia. Zauważmy, że większa wartość potencjału M^2 wody swobodnej niż M^1 spowoduje "wpływ" jej do filmu cieczy (strumień j^2 skierowany do filmu). W efekcie wystąpią prędkości $\dot{v}$ "rozsuwające" ścianki kontaktu (rys. 1a).



Rys.1 Oddziaływanie w kontakcie koagulacyjnym
Fig.1 Interaction in coagulation contact

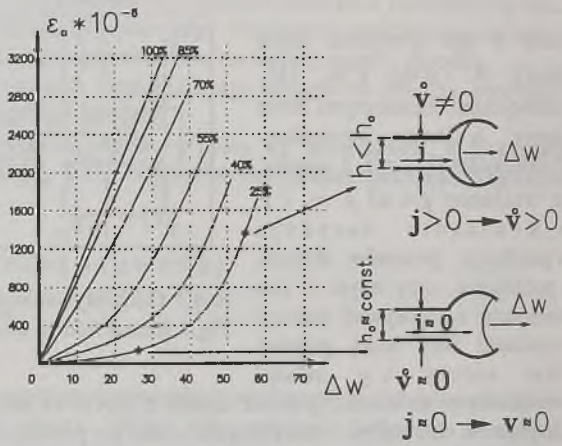
Odwrotnie, mniejsza wartość potencjału cieczy swobodnej M^2 niż związanej M^1 powoduje "wypływ" cieczy z kontaktu i zmniejszenie się grubości filmu cieczy (rys. 1c). W przypadku tym "wypływowi" przeciwdziała ciśnienie rozklinowujące π, które z definicji "zasysa" ciecz do kontaktu, a także odpychające siły oddziaływania P - ponieważ $h_2 < r_0$. Siły oddziaływania P określone są zależnością $P = a h^{-\alpha} - b \exp(-\beta h)$, gdzie h jest grubością filmu cieczy a α, β, a, b - stałymi. Postać tej relacji jest taka, że dla małych odległości h składnik $a h^{-\alpha}$ dominuje, ze wzrostem zaś h nabiera znaczenia drugi składnik $(h > r_0)$ – rys. 1d. W przedstawionej koncepcji istnieje więc przedział ograniczony warunkami $\pi = P_{(+)} + g$ oraz $g = \pi + P_{(-)}$, w którym kontakt znajduje się w niestabilnej równowadze, tym bardziej iż zarówno π, jak i P zależą od odległości h. Wnosimy stąd, że praktycznie dla każdej gęstości cieczy swobodnej ϱ^2

będzie istniał graniczny odstęp h_{gr}, taki że w kontakcie o $h > h_{gr}$ woda będzie przemieszczać się z kontaktu do sieci kapilar. Poniżej zaś tej odległości woda pozostanie w kontakcie. Z podobną sytuacją spotkamy się w kapilarach, z których tylko część (o promieniu $r > r_{gr}$) traci wodę w określonych warunkach termomechanicznych.

Warto zwrócić uwagę, że podane ostatnio przez R.G.Horna i J.N.Israelshviliego (1985) wyniki badań eksperymentalnych dowodzą, że siły wzajemnego oddziaływania między parą płytek miki przedzielonej filmem cieczy oktametylocyklotetraolesiloksany modelującej kontakt koagulacyjny mają charakter szybko gasnącego oscylatora harmonicznego. Wynik ten jest odmienny od zależności *P-h* podanej na rys. 1d. Można jednak z grubym przybliżeniem przyjąć, że przebieg relacji *P-h* z rys. 1d jest obwiednią wyników R.G.Horna i J.N.Israelashiliego.

Zaproponowane ujęcie procesów skurczu pozwala również wyjaśnić między innymi przebieg krzywych skurczu betonu w zależności od utraty wody - Δw i wilgoci wody kapilarnej ([2],[5]).

Przedstawione na rys. 2 przebiegi skurczu są parametrycznie uzależnione od ilości cementu w mieszaninie. Wynika stąd, że najmniejszą ilość wody kapilarnej będzie posiadała próbka ze 100% zawartością cementu. Stwierdzamy też w tym przypadku proporcjonalność skurczu do ubytku wody. Natomiast w próbkach z niższą zawartością cementu w pierwszej kolejności musi wydyfundować z otoczenia kontaktu woda swobodna bez zmiany odstępu *h* w kontakcie koagulacyjnym, a w następnej kolejności mirguje woda z kontaktu i obserwujemy zjawisko skurczu.



Rys.2. Relacja: skurcz próbki - utrata wilgoci
Fig.2. Relation: shrinkage - loss of moisture

Podany w niniejszym punkcie opis skurczu materiałów kapilarno-porowatych musi uwzględniać również tensorowy charakter deformacji skurczowych. Istotnie, skurcz materiału opisany powinien być przez symetryczny tensor podobnie jak deformacje mechaniczne. Z drugiej strony z każdym tensorem deformacji związany jest również tensor naprężeń. W konkluzji możemy więc stwierdzić, że z tensorami deformacji skurczowych powinien być powiązany tensor naprężeń rozklinowujących. Wielkość tę wprowadzimy w następnym punkcie łącznie z termomechanicznym opisem zjawisk skurczu i pęcznienia materiału.

3. BILANSE PROCESU

Przedstawiony w poprzednim punkcie zespół zjawisk zachodzących w sąsiedztwie każdego kontaktu koagulacyjnego zostanie obecnie ujęty formalnie równaniami termomechaniki ośrodka wieloskładnikowego. Zauważmy, że faza ciekła w różny sposób jest związana z powierzchnią fazy stałej, silniej w kontakcie koagulacyjnym, a słabiej w jego otoczeniu. Jest wówczas sprawą oczywistą, że w określonych warunkach między kontaktem a otoczeniem dochodzi do przepływów wilgoci. Te przepływy staną się teraz celem naszych rozważań.

Konstruując model procesu założymy, że:

- wilgoć z otoczenia poprzez sieć mikro- i makrokapilar może osiągnąć sąsiedztwo każdego kontaktu koagulacyjnego,
- oddziaływanie w kontakcie koagulacyjnym zachodzi poprzez cienki film cieczy związanej z fazą stałą,
- wzajemne przepływy cieczy w układzie: kontakt koagulacyjny-ciecz generują dodatkowy tensor naprężeń rozklinowujących π.

Wprowadzając tensor naprężeń rozklinowujących π założymy, że działa ono między fazą stałą i ciekłą w kontakcie koagulacyjnym, przy czym nie występuje już w bilansie pędu dla całego ośrodka. Tensor naprężeń rozklinowujących π należy traktować jako uogólnienie ciśnienia rozklinowującego, które wprowadził B.J.Deriaguin.

Kontakt koagulacyjny wraz z otoczeniem traktujemy jako układ trzech składników, a mianowicie:

- fazy stałej o gęstości ϱ^0,
- cieczy związanej fizykochemicznie o gęstości ϱ^1, która stanowi cienki film cieczy związanej z fazą stałą,
- cieczy swobodnej o gęstości ϱ^2, znajdującej się w otoczeniu kontaktu koagulacyjnego.

Zakładać przy tym będziemy, że każdy ze składników posiada odmienną kinematykę oraz przyjmiemy inne założenia typowe dla przepływów masy z wyróżnionym komponentem (por. [3],[4]).

Omawiany proces opisuje wówczas następujący układ bilansów masy

$$\frac{\partial \varrho^\alpha}{\partial t} + div(\varrho^\alpha v^\alpha) = 0 \quad , \quad \alpha = 0,1,2 \tag{2}$$

lub

$$\varrho \frac{dc^\alpha}{dt} + div(j^\alpha) = \varrho R^\alpha \quad , \; c^\alpha = \frac{\varrho^\alpha}{\varrho} \quad , \; j^\alpha = \varrho^\alpha u^\alpha \tag{3}$$

podany w postaci ogólnej, a po adaptowaniu do naszego problemu będzie

$$\frac{\partial \varrho^0}{\partial t} + div(\varrho^0 v^0) = 0 \quad \rightarrow \quad \varrho \frac{dc^0}{dt} + div\, j^0 = 0 \quad - \textit{szkielet} \tag{4}$$

$$\frac{\partial \varrho^1}{\partial t} + div(\varrho^1 v^1) = \varrho R^1 \quad \rightarrow \quad \varrho \frac{dc^1}{dt} + div\, j^1 = \varrho R^1 \quad - \textit{ciecz związana} \tag{5}$$

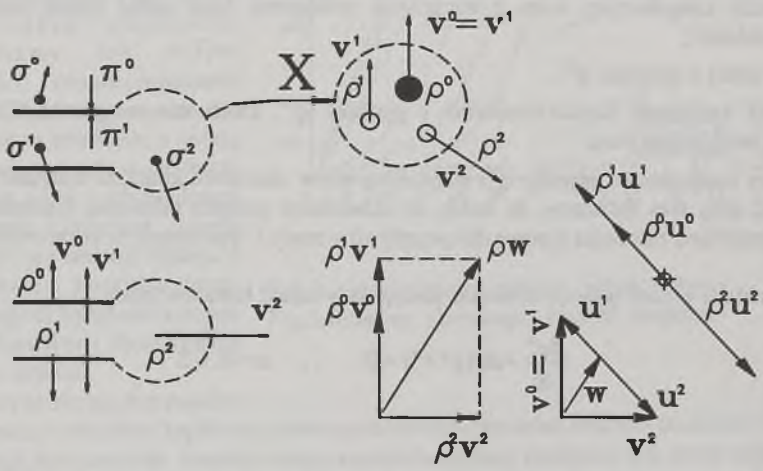
$$\frac{\partial \varrho^2}{\partial t} + div(\varrho^2 v^2) = \varrho R^2 \quad \rightarrow \quad \varrho \frac{dc^2}{dt} + div\, j^2 = \varrho R^2 \quad - \textit{ciecz swobodna} \tag{6}$$

Dla sumy komponetów zachodzi

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + div(\varrho\, w) = 0 \tag{7}$$

gdzie $\varrho\, w = \sum_\alpha \varrho^\alpha v^\alpha$, $v^\alpha = w + u^\alpha$, $j^\alpha = \varrho^\alpha u^\alpha$, $\sum_\alpha j^\alpha = 0$

Podane bilanse dotyczą szkieletu (bez źródła masy) oraz wilgoci ϱ^1, ϱ^2 w formie cieczy związanej o własnościach zbliżonych do ciała stałego i cieczy swobodnej.



Rys.3 Model ośrodka, rozkłady naprężeń, prędkości i strumieni wilgoci
Fig.3 Model, stress pattern, velocity distribution, moisture yet

Na rys. 3 przedstawiono model kontaktu koagulacyjnego wraz ze składowymi naprężeń oraz rozkłady prędkości komponencjalnych v^α dyfuzyjnych u^α i barycentrycznej w. Zauważmy,

że wektory prędkości dyfuzyjnych są przeciwnie skierowane i tak dobrane, aby spełnić warunek $\sum_{\alpha} \varrho^{\alpha} u^{\alpha} = \sum_{\alpha} j^{\alpha} = 0$ (suma strumieni mas znika).

Parcjalne bilanse pędu dla szkieletu, cieczy związanej i swobodnej mają postać (por. [3],[4])

$$\varrho^0 \frac{dv^0}{dt} = \varrho^0 F^0 + \Phi^0 + div(\sigma^0 + \pi^0) \quad - \textit{szkielet} \tag{8}$$

$$\varrho^1 \frac{dv^1}{dt} = \varrho^1 F^1 + \Phi^1 + div(\sigma^1 + \pi^1) \quad - \textit{ciecz związana} \tag{9}$$

$$\varrho^2 \frac{dv^2}{dt} = \varrho^2 F^2 + \Phi^2 + div(\sigma^2) \quad - \textit{ciecz swobodna} \tag{10}$$

Natomiast, po zsumowaniu, dla całej mieszaniny znikną naprężenia rozklinowujące $\sum_{\alpha} \pi^{\alpha} = 0$ oraz przekazy pędu $\sum_{\alpha} \Phi^{\alpha} = 0$.

Będzie

$$\varrho \frac{dw}{dt} = \varrho F + \sum_{\alpha} \Phi^{\alpha} + div(\sigma^{\alpha} + \pi^{\alpha} + \varrho^{\alpha} u^{\alpha} \otimes u^{\alpha})$$
$$\sum_{\alpha} \Phi^{\alpha} = 0 \quad oraz \quad \sum_{\alpha} \pi^{\alpha} = 0 \;\rightarrow\; \pi^0 + \pi^1 = 0 \;\rightarrow\; \pi^0 = -\pi^1 \tag{11}$$

Ostatecznie bilans pędu dla całego ośrodka nie zawiera naprężeń rozklinowujących i ma tradycyjną formę

$$\varrho \frac{dw}{dt} = \varrho F + div\,\sigma \quad , \quad \sigma = \sum_{\alpha} \sigma^{\alpha} \tag{12}$$

uzyskaną po dodatkowym pominięciu tensora $\sum_{\alpha} \varrho^{\alpha} u^{\alpha} \otimes u^{\alpha}$ małego w porównaniu z σ.

W przytoczonych bilansach symbolami ϱ^{α}, $c^{\alpha} = \frac{\varrho^{\alpha}}{\varrho}$, $j^{\alpha} = \varrho^{\alpha} u^{\alpha}$, ϱR^{α}, v^{α}, $w = \sum_{\alpha} c^{\alpha} v^{\alpha}$, u^{α}, F^{α}, Φ^{α}, σ^{α}, π^{α} oznaczono kolejno gęstość i koncentrację składnika (α), strumień i źródło masy, prędkość parcjalną, barycentryczną i dyfuzyjną, siłę masową, przekaz pędu, tensor naprężeń parcjalnych i naprężeń rozklinowujących.

W bilansie energii wystąpią składowe zależne od mocy mechanicznych, cieplnych i przepływów dyfuzyjnych. Lokalna postać tego bilansu jest następująca (por.[3],[4])

$$\varrho \frac{d}{dt}(U+K) = \varrho r + \varrho F w - div(q) + \sum_{\alpha} div\left[\sigma^{\alpha} v^{\alpha} - \varrho^{\alpha}(U^{\alpha}+K^{\alpha}) u^{\alpha}\right] \tag{13}$$

Wykorzystując dalej bilanse masy i pędu otrzymamy

$$\varrho \frac{dU}{dt} = \varrho r - div(q) + \sigma : d + \sum_{\alpha} \varrho \frac{dc^{\alpha}}{dt} M^{\alpha} - \sum_{\alpha} \varrho R^{\alpha} M^{\alpha} - \sum_{\alpha} j^{\alpha} grad(M^{\alpha}) \tag{14}$$

W równaniach tych symbolami ϱU, ϱK, ϱr, q, $-M^{\alpha} = \frac{1}{\varrho^{\alpha}} tr(\sigma^{\alpha}) - U^{\alpha}$ oznaczono kolejno energię wewnętrzną i kinetyczną, źródła i strumienie ciepła pochodzące np. od sorpcji wilgoci oraz potencjał chemiczny.

W bilansie (14) pierwsze dwa składniki $\varrho r - div(q)$ związane są ze zmianami cieplnymi, a następne dwa ze zmianą energii wewnętrznej. Natomiast składnik $\sum_{\alpha} \varrho R^{\alpha} M^{\alpha}$ odpowiada tworzeniu się lub zanikaniu cieczy związanej w kontakcie koagulacyjnym kosztem cieczy swobodnej. Ze składnikiem tym należy oczywiście łączyć zjawiska skurczu i pęcznienia. Należy wobec tego moc źródeł $\sum_{\alpha} \varrho R^{\alpha} M^{\alpha}$ przyrównać do efektów, czyli mocy pochodzącej od skurczu i naprężenia rozklinowującego.

Zachodzi

$$\sum_{\alpha} \varrho R^{\alpha} M^{\alpha} = \pi : e \quad \rightarrow \quad \pi : \frac{1}{2}(grad(\bar{v}) + grad^{T}(\bar{v})) = \varrho R^{1}(M^{1} - M^{2}) \tag{15}$$

Wynik ten stanowi uogólnienie wzoru (1) podanego przez Deriaguina. Forma zależności (15) sugeruje, że jedynymi zmianami energii wewnętrznej towarzyszącymi procesom skurczu są wpływy $\varrho \frac{dc^{\alpha}}{dt} M^{\alpha}$ wynikające z transportu wilgoci w sieci kapilar.

4.ANALIZA ENERGETYCZNA PROCESÓW SKURCZU I PĘCZNIENIA

Podane w poprzednim punkcie relacje łączące źródła masy cieczy związanej z naprężeniami rozklinowującymi wymagają szerszego omówienia.

W pierwszej kolejności określimy warunki, kiedy wystąpi proces pęcznienia w kontakcie. Zachodzi wówczas przyrost masy cieczy związanej, czyli $\varrho R^{1} > 0$, kosztem swobodnej $\varrho R^{2} < 0$, ponieważ $\varrho(R^{1} + R^{2}) = 0$.

W przypadku pęcznienia zachodzi

$$R^1 > 0,\ R^2 < 0 \ \rightarrow\ R^1M^1 + R^2M^2 = R^1(M^1 - M^2) = -R^2(M^2 - M^1) \tag{16}$$

natomiast w czasie skurczu będzie

$$R^1 < 0,\ R^2 > 0 \ \rightarrow\ R^1M^1 + R^2M^2 = -R^1(M^1 - M^2) = R^2(M^2 - M^1) \tag{17}$$

Zauważmy ponadto, że z przemianą fazową cieczy swobodnej na ciecz wbudowaną w kontakt koagulacyjny związany jest efekt cieplny (ciepło sorpcji). Należy wobec tego wzór (15) uzupełnić o źródło ciepła ($\sum_\alpha \varrho^\alpha r^\alpha$).

Będzie

$$\sum_\alpha \varrho^\alpha r^\alpha + \pi : e = \varrho R^\alpha (M^2 - M^1)\ , \quad \sum_\alpha \varrho^\alpha r^\alpha = \varrho^1 r^1 + \varrho^2 r^2 \tag{18}$$

Zależnośc (18) sugeruje, że energetyczny efekt rozbudowy kontaktu koagulacyjnego przemienia się na moc pochodzącą od naprężeń rozklinowujących, którą postrzegamy jako pęcznienie oraz ciepło przemiany fazowej cieczy swobodnej w związaną.

Kolejne rozszerzenie naszych rozważań wynika z uwzględnienia istnienia nieodwracalnej części skurczu materiału. Należy w tym przypadku tensor e przedstawić jako sumę skurczu odwracalnego e_0 i nieodwracalnego $e_{(i)}$. Relacja (18) ulegnie wówczas kolejnemu uogólnieniu

$$\sum_\alpha \varrho^\alpha r^\alpha + \pi : (e_0 + e_i) = \varrho R^\alpha (M^2 - M^1) \tag{19}$$

przy czym składowa mocy naprężeń rozklinowujących $\pi : e_i$ zostanie zamieniona w ciepło. Ostatecznie efekt cieplny przemiany fazowej w kontakcie koagulacyjnym będzie wynosił

$$\varrho^1 r^1 + \varrho^2 r^2 + \pi : e_i = \overline{\varrho r} \tag{20}$$

a odwracalną część pęcznienia określa zależność

$$\pi : e_0 = \varrho R^1 (M^2 - M^1) - \overline{\varrho r} \tag{21}$$

Podane w tym punkcie rozważania pozwalają na określenie wzajemnych współzależności związanych z procesami skurczu i pęcznienia, a w szczególności efektów cieplnych i nieodwracalności towarzyszącej również tym procesom. Natomiast struktura równań bilansów pędu i energii jednoznacznie dowodzi, że procesy te nie mogą być opisywane w tradycyjnej mechanice ośrodka ciągłego. Istotnie, efekty skurczu i pęcznienia występują jedynie w wymienionych wyżej bilansach po uwzględnienu wieloskładnikowości ośrodka. Innym ważnym wynikiem pracy jest sprowadzenie procesów skurczu i pęcznienia do zagadnień przemiany fazowej cieczy swobodnej w ciecz związaną w kontakcie koagulacyjnym.

Dalsze uogólnienia zaprezentowanych rozważań powinno uwzględniać również oczywisty fakt, że w każdym materiale kapilarno-porowatym oprócz kontaktów koagulacyjnych wystąpią

jeszcze kontakty krystaliczne i ich kombinacje ([8],[9]). Problemy te wychodzą jednak poza zakres niniejszego opracowania.

LITERATURA

[1] Deriaguin B.W.:Elektromagnetyczna natura sił molekularnych, W laboratorium fizyków, PWN, Warszawa 1966.
oraz Deriaguin B.W., Acta Physicochem. URSS, 1939, vol.10,3,333-346.
[2] Feldman R.F. i inni: Concrete Science, Treatise on Current Research, Heyden Son, London, 1981.
[3] Kubik J.;Thermodiffusion flows a solid with a dominant constituent, IfM.44, Ruhr-Uni Bochum, 1985.
[4] Kubik J.: Correspondence between equations of thermodiffusion and theory of mixtures, Acta Mechnica 70, 51-56, 1987.
[5] Neville A.M.: Właściwości betonu, Arkady, Warszawa 1977.
[6] Sonntag H.:Koloidy, PWN, Warszawa, 1982.
[7] Jaminskij W.W., Szukin E.D. i inni:Koagulacionnyje kontakty w dispersnych systemach, Chimija, Moskwa 1982.
[8] Fridrichsberg D.A.,: Kurs kolloidnoj chimii, Chimija, Moskwa 1984.
[9] Wjedjenow A.A.:Fizyka rostworowSowremennyje problemy fiziki, Uzd. Nauka, Moskwa 1984.

Wpłynęło do Redakcji 23.05.1995 r. Recenzent : Dr hab. inż. Jerzy Wyrwał, Prof. WSI

Abstract

The paper presents a mechanical model drying shrinkage and swelling, for capillary and osmotic materials. The large free area, surface tension and typical, for that class of materials, coagulating contacts cause drying shrinkage and swelling. In coagulating contacts mutual interaction of particles is caused by a thin water film. That water is joined with a solid phase, but there is weak influence of free water too. Material structure allows for existence of free water. Contiguity of different kind of moisture (free and bound) eases the mass transport (the mass transport between free and bound water). There was found that a local mass transport is shown in large scale as a drying shrinkage and swelling. The state of stress, called disrupt stress (B.W. Deriaguin [1]), must be joined with that effects.