

# Opis mechanizmów zawilgocenia sorpcyjnego materiałów kapilarno-porowatych

Dr inż. Abdrahman Alsabry, Uniwersytet Zielonogórski,  
mgr inż. Aleksandar Afonin, Państwowy Uniwersytet Techniczny w Brześciu,  
dr hab. inż. Vadim Nikitin, Politechnika Białostocka

## 1. Wprowadzenie

Praca ma charakter teoretyczny, jednak rozważania teoretycznie dotyczące dziedzin naukowych związanych z budownictwem, pozwalają inżynierom budowlanym przewidzieć różne warianty powstawania uszkodzeń w konstrukcji i brać pod uwagę wszystkie możliwe działania zapobiegawcze. Stąd pomysł autorów przedstawienia modelu matematycznego opisującego zjawiska degradacji w obiektach budowlanych. Zatem dokładność oceny ilościowej takiego zjawiska zależy przede wszystkim od dokładności oceny współczynnika dyfuzji pary wodnej w porach materiału. W pracach naukowych [1, 2] istnieją inne mechanizmy przenoszenia wilgoci, tj. poprzez cienkie błony sorpcyjne. W niniejszej pracy, która ma charakter czysto teoretyczny, przedstawiono od jakich parametrów zależy współczynnik przepuszczalności pary wodnej i określono analityczną postać tej zależności dla różnych klas materiałów kapilarno-porowatych.

### 1.1. Równania dyfuzji pary wodnej

W pracy badany jest transport wilgoci wywołany wpływem gradientu cząstkowego ciśnienia pary wodnej. Jako poszukiwaną wielkość w równaniu transportu przyjmuje się cząstkowe ciśnienie pary wodnej. Proces niestacjonarnego izotermicznego transportu pary wodnej w materiale kapilarno-porowatym opisuje się równaniem prawa zachowania masy [1, 2, 3, 4, 6, 7]:

$$\rho_0 \xi \frac{\partial e}{\partial t} + \text{div } \vec{J} = 0 \quad (1)$$

w którym:  $\rho_0$  – gęstość materiału w stanie suchym,  $\xi$  – właściwa pojemność parowa materiału,  $e$  – ciśnienie cząstkowe pary wodnej,  $\vec{J}$  – wektor gęstości strumienia wilgoci.

Właściwa pojemność parowa materiału  $\xi$  odczytywana jest po izotermie sorpcji materiału (rys. 1), na którym  $\phi$  oznacza względną wilgotność powietrza, którą

oblicza się na podstawie:

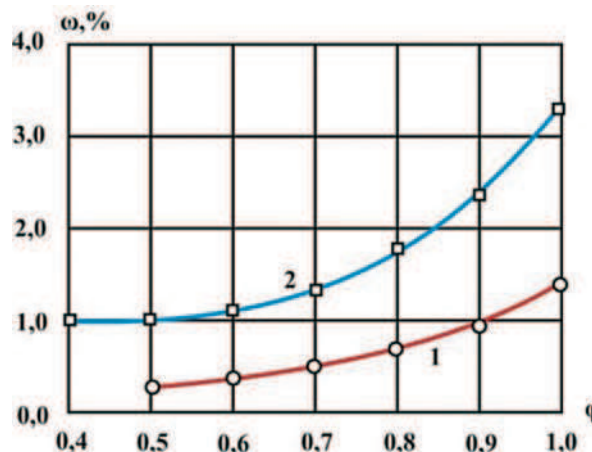
$$\phi = e/E \quad (2)$$

natomiast wagową wilgotność materiału oblicza się ze wzoru:

$$\omega = \omega(e) \quad (3)$$

Właściwą pojemność parową materiału oblicza się ze wzoru:

$$\xi = \frac{d\omega}{de} \quad (4)$$



**Rys. 1.** Izotermie sorpcji: 1 – beton,  $\rho_0=2160$  [kg/m<sup>3</sup>], 2 – zaczyn cementowy,  $\rho_0=1800$  [kg/m<sup>3</sup>]

Następnie zamiast wilgotności wagowej będziemy korzystać z objętościowej wilgotności  $\omega_v$ , tj.:

$$\omega_v = \frac{\rho_0}{\rho} \omega \quad (5)$$

## 2. Równowazny stan wilgoci

### 2.1. Rozmieszczenie objętości porów według promieni oraz rozmieszczenie wilgoci

Opisując stan równowagi i proces transportu wilgoci wykorzystano model struktury kapilarnej, zapropono-

nowany w [5]. Model ten zakłada, że kapilary mają kształt walców o kolistym przekroju poprzecznym, które są skierowane w różnych kierunkach oraz są wzajemnie połączone. Ilościowo struktura materiału opisana jest różniczkową funkcją rozkładu objętości porów według promieni  $f_V(r)$ , gdzie  $r$  określa promień kapilary [5, 6, 7]. Przy czym wielkość  $f_V(r)dr$  jest równa stosunkowi objętości kapilar o promieniach od  $r$  do  $r+dr$  do objętości materiału. W ten sposób:

$$\int_0^\infty f_V(r)dr = P \quad (6)$$

gdzie:  $P$  – integralna porowatość materiału. Objętościową wilgotność materiału można przedstawić w postaci sumy:

$$\omega_V = \omega_{Vf} + \omega_{Vc} \quad (7)$$

w której:  $\omega_{Vf}$ ,  $\omega_{Vc}$  – objętościowa zawartość, odpowiednio: błony i kondensatu, przy czym:

$$\omega_{Vc} = \int_0^{r_c} f_V(r)dr \text{ oraz } \omega_{Vf} = 2 \int_{r_c}^\infty h \frac{f_V(r)}{r} dr \quad (8)$$

gdzie:  $h$  – grubość błony,  $r_c$  – promień krytyczny, (patrz poniżej).

Jeśli założy się, że grubość błony sorpcyjnej  $h$  nie zależy od promienia kapilary oraz pominię się wielkość  $\omega_{Vc}$ , to wówczas można zapisać następujące równanie:

$$h = \frac{\omega_V}{2P} r_a = \frac{\omega_V}{S_V} \quad (9)$$

gdzie:  $r_a$  – średni promień porów w materiale,  $S_V$  – właściwa powierzchnia porów w materiale. Średni promień wyliczany jest według wzoru:

$$r_a = \int_0^\infty f_V(r)dr / \int_0^\infty \frac{f_V(r)}{r} dr = \frac{2P}{S_V} \quad (10)$$

podczas gdy powierzchnia właściwa jest równa wyrażeniu:

$$S_V = 2 \int_0^\infty \frac{f_V(r)}{r} dr \quad (11)$$

Analizując wyniki porozymetrii rtęciowej, wymiary powierzchni właściwej kamienia cementowego [8, 9, 10] i kierując się wzorem (10), autorzy stwierdzili, że dla analizowanego betonu i roztworu cementowego – przy pominięciu porowatości materiału wypełniającego – średni promień porów zaczynu cementowego wynosi  $r_a=9$  nm.

### 2.2. Stan równowagi pary wodnej w powietrzu

Jeśli domyślnie wytnie się odpowiednio mały kawałek materiału zawierający dostatecznie dużo kapilar, wówczas można uznać, że stan wilgoci jest w tym kawałku w stanie równowagi. Wówczas ciśnienie pary wodnej będzie jednakowe we wszystkich kapilarach danego kawałka. W przeciwnym razie taka równowaga

doprowadziłaby do bardzo szybkiego przyrostu mocy w małych odcinkach i prowadziłaby do powstawania dużych gradientów ciśnienia cząstkowego.

### 2.3. Równowaga i stateczność błon

Według Dieriągina [1], wiele mechanicznych właściwości cienkich błon płynu można opisywać terminem ciśnienia rozklinowującego, równego różnicy ciśnienia gazu nad błoną i ciśnienia objętości cieczy, znajdującej się w równowadze z gazem przy tym samym cząstkowym ciśnieniu pary. Ciśnienie rozklinowujące zmienia się wraz z grubością błony i dla objętości płynu przyjmuje się wartość równą zero. Równowagę zwilżonej błony w cylindrycznej kapilarze o kolistym przekroju, według Dieriągina [1], opisuje się wzorem:

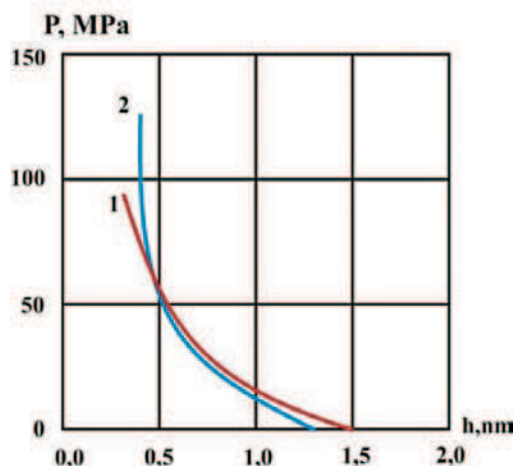
$$\frac{\sigma}{r-h} + \Pi(h) = \frac{\rho RT}{M} \ln \frac{E}{e} = \Phi(h) \quad (12)$$

gdzie:  $\sigma$  – współczynnik napięcia powierzchniowego na granicy objętości cieczy–gaz,  $h$  – grubość błony,  $\Pi(h)$  – izoterma rozklinowującego ciśnienia płaskiej błony,  $R$  – uniwersalna stała gazowa,  $T$  – temperatura,  $M$  – masa molowa gazu,  $E$  – ciśnienie pary nasyconej nad powierzchnią płaską,  $\Phi(h)$  – doprowadzona izoterma rozklinowującego ciśnienia. Warunek stateczności błony [5] zapisuje jako:

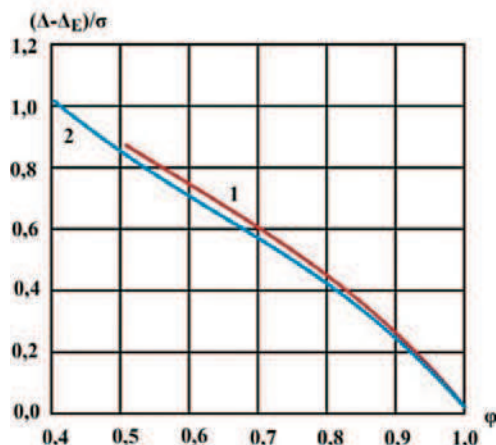
$$\frac{\partial \Phi}{\partial h} < 0 \quad \frac{\partial \Pi}{\partial h} < -\frac{\sigma}{(r-h)^2} \quad (13)$$

Jeżeli warunek (13) nie będzie spełniony, oznacza to wówczas, że błona się zwiera, a kapilary wypełniają się kondensatem. Z równania (13) bardzo łatwo znaleźć maksymalny promień kapilary  $r_s$ , przy którym błona traci wytrzymałość:

$$r_s = h + \sqrt{-\sigma \frac{\partial h}{\partial \Pi}} \quad (14)$$



Rys. 2. Izotermę ciśnienia rozklinowującego: 1 – beton,  $r_a = 9$  nm,  $P = 0,09$ , 2 – zaczyn cementowy,  $r_a = 9$  nm,  $P = 0,2$



**Rys. 3.** Zależność wielkości  $\Delta$ , określa cosinus granicznego kąta zwilżania od wilgotności względnej powietrza  $\phi$ : 1 – beton, 2 – zaczyn cementowy

O ile dla wody  $\sigma_M/\rho RT = -5,4 \cdot 10^{-10}$  przy  $T=293$  K, to dla kapilar w przypadku większości materiałów, pierwszy człon w równaniu (12) można pominąć i przyjąć izotermę ciśnienia rozklinowującego płaskiej błony równą:

$$\Pi(h) = \frac{\rho RT}{M} \ln \frac{E}{e} \quad (15)$$

Izoterma ciśnienia rozklinowującego  $\Pi(h)$  na rysunku 2 została zbudowana opierając się na danych o średnim promieniu porów  $r_s$ , porowatości  $P$  i izotermie sorpcji materiału  $\omega_v(e)$  na podstawie wzorów (9) i (15). Izoterma ciśnienia rozklinowującego w przeciwieństwie do izotermie sorpcji nie charakteryzuje materiału lecz substancję, z którego składa się jego szkielet. Zatem możliwe jest, że izotermie rozklinowującego ciśnienia betonu i zaczynu cementowego, składających się z substancji o podobnym składzie chemicznym, będą nachodzić na siebie, jak na przykładowym rysunku 2.

#### 2.4. Graniczny kąt zwilżania

Znaczenie granicznego kąta zwilżania  $\Theta$  może znacznie zmieniać się przy zmianie grubości sorpcyjnej błony. Jak wynika z teorii zwilżania Frumkina-Dieriągina, która była opracowana dla płaskich podkładów [1, 8], wynosi:

$$\Delta = \Delta_E \frac{\rho RT}{M} \int_e^E \frac{h}{e} de \quad (16)$$

gdzie:  $\Delta$  – wielkość pomocnicza [1] charakteryzująca zwilżanie powierzchni pokrytej warstwą sorpcyjną,  $\Delta_E$  – wielkość pomocnicza [1] charakteryzująca zwilżanie powierzchni pokrytej warstwą sorpcyjną, przy cząstkowym ciśnieniu pary wodnej równym  $E$ .

W przypadku, gdy  $-2\sigma < \Delta < 0$ , wówczas z poniższego wzoru można wyliczyć  $\cos \Theta$ :

$$\cos \Theta = 1 + \Delta/\sigma \quad (17)$$

Równania (16) i (17) mogą być otrzymane drogą integrowania równania adsorpcji Gibbsa i porównania go ze znanym równaniem Younga dla granicznego kąta zwilżania. Wykresy wielkości  $\Delta$  w zależności od względnej wilgotności powietrza przedstawiono na rysunku 3. Jak widać na rysunku 3 i ze wzoru (17), wielkość  $\Delta$ , a z niej i  $\cos \Theta$ , mogą zmieniać się w bardzo szerokim zakresie. Wraz ze wzrostem względnej wilgotności powietrza, spada zwilżalność materiału, podczas gdy graniczny kąt zwilżania  $\Theta$  rośnie. Tłumaczy się to zmniejszaniem powierzchniowego natężenia twardej powierzchni pokrytej błoną, wraz z powiększeniem grubości adsorpcyjnej warstwy.

#### 2.5. Równowaga kondensatu

Kondensat znajdujący się w równowadze z nienasyconą parą wodną w materiale hydrofilowym, utworzy menisk z promieniem efektywnym  $r_m$ , i zgodnie ze znanymi wzorami Laplasa i Kelvina, będzie miał ciśnienie  $p$ :

$$p - p_a = -\frac{2\sigma}{r_m} = -\frac{\rho RT}{M} \ln \frac{E}{e} \quad (18)$$

gdzie:  $p_a$  – ciśnienie atmosferyczne.

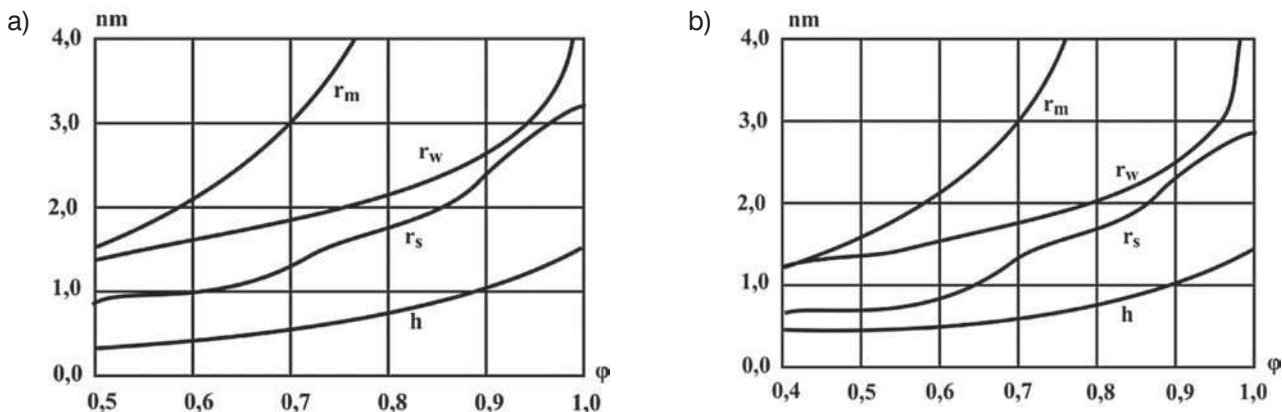
Ponieważ ciśnienie płynu  $p$  zmniejsza się wraz ze zmniejszaniem promienia kapilary, wówczas w stanie równowagi kondensat będzie wypełniał wszystkie kapilary o promieniach od 0 do pewnego krytycznego promienia  $r$  [5]. Promień kapilar  $r_w$ , utrzymujących meniski, przy wypełnieniu warunków stateczności (13), określa się według wzoru:

$$r_w = r_m(1 + \Delta/\sigma) \quad (19)$$

Jeżeli błona traci stateczność przy większym promieniu kapilar, wówczas meniski – zgodnie z przyjętym modelem – utworzą się nie w kapilarach, a w miejscach ich połączenia. Uogólniając, krytyczny promień należy przyjąć jako równy:

$$r_c = \max(r_w, r_s) \quad (20)$$

Na rysunku 4 pokazano wykresy grubości warstwy sorpcyjnej  $h$  (9), maksymalnego promienia kapilary, w którym błona traci odporność  $r_s$  (14), efektywnego promienia menisku  $r_m$  (18) i promienia kapilar, utrzymujących meniski  $r_w$  (19), w zależności od względnej wilgotności powietrza. Ponieważ znaczenie cosinusa granicznego kąta zwilżania nie wpływa na ostateczny wzór, dla współczynnika przepuszczalności pary wodnej – przy obliczeniu  $r_w$  – we wzorach (16) i (19) przyjęto  $\Delta_E = -\sigma$ . Jak widać na rysunku 4, wielkości  $h$ ,  $r_w$  i  $r_s$ , wyliczone zostały według zupełnie różnych wzorów.



Rys. 4. Zależności wielkości  $h, r_s, r_w, r_m$  od względnej wilgotności powietrza: a) dla betonu, b) dla zaczynu cementowego

### 3. Transport wilgoci

#### 3.1. Współczynnik krętości

Współczynnik krętości  $\chi$  jest geometryczną charakterystyką materiału. Charakteryzuje on stosunek długości drogi, możliwej do przejścia elementem zwartej otoczenia, do długości odcinka materiału. Może być on wyliczony w zależności od porowatości, według wzoru [5, 11]:

$$\chi(P) = P \left\{ \frac{1}{2} + \sin \left[ \frac{\arcsin(2P-1)}{3} \right] \right\}^{-2} \quad (21)$$

Zgodnie z równaniem (21), współczynnik  $\chi$  zmienia się od wartości 3 przy  $P=0$  do 1 przy  $P=1$ .

#### 3.2. Dyfuzja pary wodnej

Przy obecności gradientu cząstkowego ciśnienia pary w materiale powstaje strumień pary  $\vec{J}_v$ , który jest proporcjonalny do gradientu:

$$\vec{J}_v = -\mu_v \vec{\nabla} e \quad (22)$$

W przypadku, gdy średni promień kapilary wyraźnie przekracza średnią długość wolnego przebiegu molekuly pary wodnej w powietrzu  $l$ , dla obliczenia współczynnika dyfuzji pary w materiale  $\mu_v$  korzysta się z poniższego wzoru:

$$\mu_v = \mu_g \frac{P-\omega_v}{\chi(P-\omega_v)} \quad (23)$$

w którym:  $\mu_g$  – współczynnik dyfuzji pary w powietrzu (dla wody przy  $T=293\text{ K}$ ,  $\mu_g = 1,9 \cdot 10^{-10}$ )

W poprzednich pracach autorów [5, 11], przytoczony jest wzór dla współczynnika przepuszczalności pary wodnej, zbieżny z (23), z wyjątkiem tego, że w niniejszej pracy zamiast porowatości  $P$  wykorzystuje się wielkość  $P-\omega_v$ , uwzględniając tym samym zmniejszenie zajmowanej przez gaz przestrzeni porów wskutek obecności pary wodnej. Taki wzór może być wykorzystany dla materiałów, dla których średni promień  $r_a$  jest znacznie większy od  $10^{-7}$ . Wzór dla współczyn-

nika przepuszczalności pary wodnej, analogiczny do (23), jest powszechnie znany (patrz na przykład [10]). Zostanie on w niniejszej pracy przytoczony, ale wykorzystany w bardzo sprecyzowany sposób. Jeśli oznaczymy gęstość strumienia pary wodnej w powietrzu przez  $\vec{J}_g$ , wówczas:

$$\vec{J}_g = -\mu_g \vec{\nabla} e \quad (24)$$

Jeśli kapilary materiału są proste i skierowane wzdłuż wektora gęstości strumienia wilgoci  $\vec{J}_g$ , wówczas ilość pary wodnej, przechodzącej w jednostce czasu przez kapilary o ogólnej powierzchni przekroju poprzecznego  $S$ , jest równa  $Q = |\vec{J}_g|S$ . Jeżeli powierzchnię przekroju materiału – odpowiadającą wskazanej grupie kapilar – oznaczymy jako  $S_0$ , to gęstość strumienia pary wodnej przechodzącej przez materiał przy prostych kapilarach będzie się równać:

$$\frac{Q}{S_0} = \frac{S}{S_0} |\vec{J}_g|$$

Stosunek  $S/S_0$  w danym przypadku charakteryzuje względną powierzchnię przekroju pory wolnej od cieczy, przez którą przechodzi para i równa się ona  $P-\omega_v$ . Ta wielkość jest licznikiem rozpatrywanego wzoru na  $\mu_v$  (26). Jeżeli założymy, że kapilary nie są proste a ich długość jest większa od długości odcinka materiału  $\chi(P-\omega_v)$  (gdzie  $P-\omega_v$  charakteryzuje względną objętość zajmowanej przez parę przestrzeni pory), wówczas wektor gradientu cząstkowego ciśnienia pary należy rozdzielić na  $\chi(P-\omega_v)$ . W rezultacie tego otrzymamy wzór na gęstość strumienia pary transportowanej przez materiał:

$$\vec{J}_v = -\mu_g \frac{P-\omega_v}{\chi(P-\omega_v)} \vec{\nabla} e \quad (25)$$

Jeżeli średni promień kapilary  $r_a$  jest znacznie mniejszy od średniej długości wolnego przebiegu molekuly (dla wody przy  $T=293\text{ K}$ ,  $l \sim 10^{-7}\text{ m}$ ), to dyfuzja pary podlega prawu wolnomolekularnego przepływu (przepływ Knudsen):

$$\mu_v = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} r_a \frac{P - \omega_v}{\chi(P - \omega_v)} \quad (26)$$

oddzielne przypadki są rozpatrzone w pracy [12].

### 3.3. Lepkość wody w wąskich kapilarach i błonach

W oparciu o dane Dieriągina i Czurażewa [1, 12] dla błon na powierzchni kwarcu o grubości 3–4 nm i kwarcowych kapilar o promieniu od 30 nm do 1000 nm, autorzy niniejszego artykułu wyprowadzili empiryczną zależność kinematycznej lepkości wody  $\nu$  od grubości błony  $h$  lub promienia kapilara  $r=h$

$$\nu(h) = \nu_0(1 + 6,3 \cdot 10^{-7} h^{0,79}) \quad (27)$$

gdzie:  $\nu_0$  – lepkość objętościowa wody.

Lepkość wody w błonie o grubości 1 nm, obliczona według wzoru (27), jest 9 razy większa od lepkości objętościowej wody.

### 3.4. Przepływ błon

Gradient cząstkowego ciśnienia pary wywołuje gradient ciśnienia rozklinowującego, tj.:

$$\vec{\nabla}\Pi = -\frac{\rho RT}{Me} \vec{\nabla}e, \quad (28)$$

które wprowadza błonę w ruch, a gęstość strumienia wynosi:

$$\vec{J}_f = -\mu_f \vec{\nabla}e \quad (29)$$

Przyjmując, że  $h \ll r$ , zgodnie ze znanym prawem przepływu płaskich warstw lepkiej cieczy [1], można zapisać:

$$\vec{J}_f = \frac{h^2}{3\nu(h)} \frac{\omega_{vf}}{\chi(P - \omega_v)} \vec{\nabla}\Pi \quad (30)$$

Zatem:

$$\mu_f = \frac{\rho RT h^2 \omega_{vf}}{3\nu(h) \chi(P - \omega_v)} \quad (31)$$

### 3.5. Przepływ kondensatu

Przy obecności gradientu cząstkowego ciśnienia pary zgodnie z (18), powstaje gradient ciśnienia objętościowego cieczy:

$$\vec{\nabla}p = \frac{\rho RT}{Me} \vec{\nabla}e, \quad (32)$$

wprawiając kondensat w ruch, którego gęstość strumienia wynosi:

$$\vec{J}_c = -\mu_c \vec{\nabla}e \quad (33)$$

Zgodnie z prawem Puazejlla, przy przepływie lepkiego płynu po kapilarze o kołystym przekroju z hydraulicznym promieniem  $r_h$ , wynosi:

$$r_h = \int_0^{r_c} f_v(r) dr / \int_0^{r_c} \frac{f_v(r)}{r} dr \quad (34)$$

przy czym gęstość strumienia jest równa:

$$\vec{J}_c = -\frac{r_h^2}{8\nu(r_h)} \frac{\omega_{vc}}{\chi(\omega_{vc})} \vec{\nabla}p \quad (35)$$

Zatem:

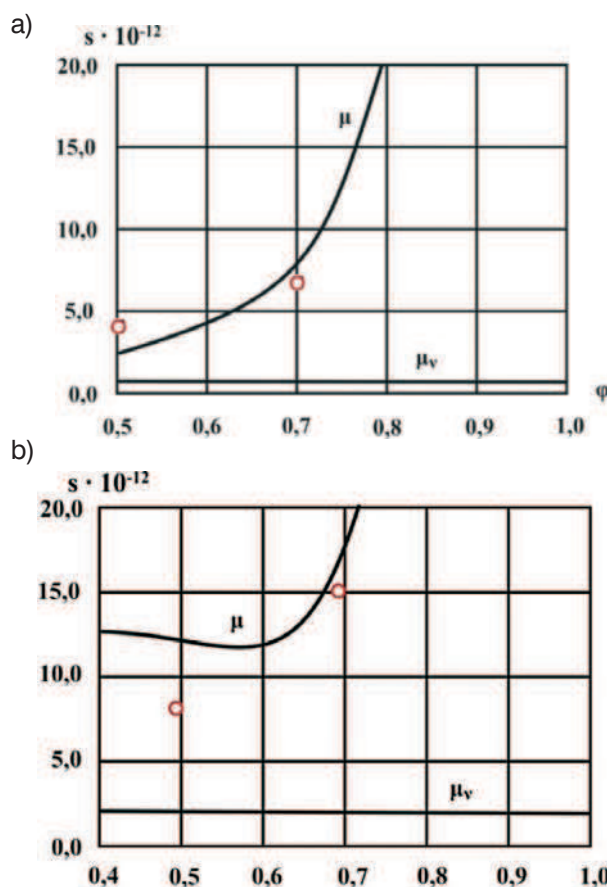
$$\mu_c = \frac{\rho RT h^2 \omega_{vc}}{8\nu(r_h) Me \chi(\omega_{vc})} \quad (36)$$

### 3.6. Sumaryczny współczynnik przepuszczalności pary wodnej

Sumując wartości gęstości strumienia, otrzymamy ostateczny wzór na współczynnik przepuszczalności pary wodnej:

$$\mu = \mu_v + \mu_f + \mu_c \quad (37)$$

W przypadku składnika  $\mu_c$ , opisującego przepływ kondensatu, jego dokładne obliczenie jest obecnie praktycznie niemożliwe, ponieważ zastosowanie funkcji podziału objętości porów po promieniach przy tak małych wielkościach  $r$ , wykracza poza zasięg nowoczesnych możliwości pomiaru poromiernikami rtęciowymi (porozymetria rtęciowa) 1,5–3 nm.



**Rys. 5.** Zależność przepuszczalności pary  $\mu$  i  $\mu_v$  od względnej wilgotności powietrza. Kółeczkami oznaczono dane z doświadczenia [9]: a) dla betonu, b) dla zaczynu cementowego

Tym niemniej warto podkreślić, że wzór (36), otrzymany dla  $\mu_c$ , jest podobny do wzoru (31) na wartość współczynnika przepuszczalności pary  $\mu_p$ , przy czym zamiast grubości błony  $h$  figuruje w niej hydrauliczny promień  $r_h$ , a zamiast objętościowej zawartości wilgoci błony  $\omega_{vf}$  jest objętościowa zawartość wilgoci kondensatu  $\omega_{vc}$ . Biorąc pod uwagę, że wielkości  $h$  i  $r_h$  powinny być dosyć zbliżone do siebie (patrz rys. 4 i wzory (20) i (34)), a suma wielkości  $\omega_{vf}$  i  $\omega_{vc}$  przedstawia sumaryczną objętościową zawartość wilgoci  $\omega_v$ , autorzy przyjęli w ostatecznym wzorze zamiast sumy  $\mu_f + \mu_c$  jeden składnik  $\mu_p$ , zastępując wartość  $\omega_{vf}$  sumaryczną wartością  $\omega_v$ . Dokładność tego ostatecznego wzoru zależy od tego, w jakim stopniu realna wartość  $\omega_{vc}$  jest mniejsza od  $\omega_v$  (patrz wzory (7) i (8)). Ponieważ objętość porów zaczynu cementowego z promieniami mniejszymi niż 5 nm może zajmować od 20 do 2% całej objętości przestrzeni pory, to zgodnie z dość niewybredną oceną,  $\omega_v$  może przewyższać  $\omega_{vc}$  od 1,5–2 do 15–20 razy.

Wykorzystany tutaj wzór ma postać:

$$\mu = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} r_a \frac{P - \omega_v}{\chi(P - \omega_v)} + \frac{\rho R T h^2 \omega_v}{3v(h) M e \chi(P - \omega_v)} \quad (38)$$

gdzie wielkości  $h$ ,  $\chi$ ,  $v$  wyjaśnione są odpowiednio w (9), (21), (27).

Jak widać na rysunku 5, współczynnik przepuszczalności pary betonu i zaczynu cementowego zmienia się wraz ze zmianą wilgotności powietrza. Teoria pokazuje, że przy dużych wartościach wilgotności wartość  $\mu$  może przekraczać wartość przepuszczalności pary wodnej powietrza  $\mu_g$ .

Wzór (38) może być wykorzystywany dla wąskoporowatych materiałów  $r_a > > 10^{-7}m$ , takich jak beton, ponieważ w opisie transportu w nim pary wodnej, wykorzystano wzór efuzji Knudsen. Niewątpliwie, dla szerokoporowatych materiałów w charakterze pierwszego członu w (38) należy stosować wzór (23) na  $\mu_v$ . Drugi człon wzoru (38) opisuje przemieszczenie wilgoci błony pod działaniem gradientu cząstkowego ciśnienia pary. Znaczenie tego członu dla jednych materiałów może być bardzo duże, jak w przytoczonych w artykule przykładach, i doprowadzać do istotnej zmiany współczynnika przepuszczalności pary materiału w zależności od wilgotności powietrza. Dla innych materiałów, o mniejszej grubości błony sorpcyjnej i mniejszej powierzchni właściwej, wielkość drugiego członu wzoru (38) może być mała w porównaniu z pierwszym członem (który praktycznie nie zależy od wilgotności). Wówczas współczynnik przepuszczalności pary materiału praktycznie nie zależy od wilgotności powietrza. Potwierdzają to liczne badania doświadczalne dane dla różnych materiałów [3, 4]. Zgodnie z nowoczesnymi badaniami eksperymentalnymi, współczynnik przepuszczalności pary wodnej dwóch próbek z tego samego materiału przy

takiej samej względnej wilgotności powietrza, może różnić się od siebie o dwa lub więcej razy. To samo dotyczy izotermy sorpcji w materiałach o średnim promieniu porów. Dlatego autorzy uważają, że zbieżność danych doświadczalnych dla współczynnika przepuszczalności pary, przytoczonych w przykładach niniejszego artykułu, z obliczeniowymi (rys. 5) jest zadowalająca, szczególnie wzięwszy pod uwagę fakt, że wartości współczynnika przepuszczalności pary wodnej, izotermy sorpcji i wartości dotyczące średniego promienia porów były wzięte z różnych publikacji.

#### 4. Podsumowanie

Otrzymany matematyczny model daje możliwość oszacowania wpływu na wartość współczynnika przepuszczalności pary, takich czynników, jak: średni promień porów, porowatość, objętościowa wilgotność sorpcyjna przy danym cząstkowym ciśnieniu itp. Wykonane badania pozwoliły poszerzyć pojęcie transportu wilgoci w obrębie sorpcyjnego zwilżenia materiału i bardziej szczegółowo podchodzić do wyboru rozwiązań inżynierskich przy produkcji materiałów i ich wykorzystaniu w konstrukcjach osłonowych, narażonych na niekorzystne działania środowiska zewnętrznego.

Model ten sprawdza się w teorii, lecz w praktyce nie był dotychczas wykorzystywany. Wydaje się jednak, że może to być dobry instrument do analizy wymienionych zjawisk przydatnej w celach diagnostyki budynków.

#### BIBLIOGRAFIA

- [1] Kubik J., Wyrwał J., Podstawy fizyki materiałów budowlanych. Fizyka budowli, tom 2, Warszawa 2005, s. 10
- [2] Pogorzelski J. A., Zagadnienia ciepłno-wilgotnościowe przegród budowlanych. Fizyki budowli, tom 2, Warszawa 2005, s. 105
- [3] Garbalinska H., Warunki wilgotnościowe a współczynnik dyfuzji pary wodnej styropianu. XLIV Konferencja Naukowa „Krynica”, Poznań, 1998
- [4] Alsabry A., Prognozowanie mrozoodporności w ceramice ściennej na podstawie parametrów przenoszenia wilgoci, Przegląd Budowlany – 2010, nr 12, s. 34–40.
- [5] Fokin K. F., Budowlana technika cieplna zabezpieczających części budynków. Wyd. 4, poprawione i uzupełnione. Strojizdat, 1973, s. 287
- [6] Łytkow A. W., Wymiana ciepła i masy. Poradnik. Energia, 1978, s. 480
- [7] Adamson A., Chemia fizyczna powierzchni. M.: Mir, 1979, s. 568
- [8] Szejkin A. E., Czechowskij J. W., Brusser M. I., Struktura i właściwości cementowych betonów. Strojizdat, 1979, s. 344
- [9] Ait-Mokhtar A., Amiri O., Sammartino S., Analytic modelling and experimental study of the porosity and permeability of porous medium – application to cement mortars and granitic rock, Magazine of Concrete Research, 1999, 51, No. 6, Dec., s. 391–396
- [10] Dieragiin B. W., Teoria odporności koloidów i cienkich błon, AN ZSRR, Instytut Fiz. chemii. M.: Nauka, 1986, s. 204
- [11] Czurajew N. W., Fizykochemia procesów przenoszenia w porowatych ciałach. M.: Chemia, 1990, s. 271
- [12] Dieragiin B. W. i in., Powierzchniowe siły, B. W. Dieragiin, N. W. Czurajew, W. M. Muller, red. E. D. Szczukin, Nauka, 1985, s. 399