

Rozdział II LAMINARNY SPŁYW WARSTWY CIECZY PO POWIERZCHNI

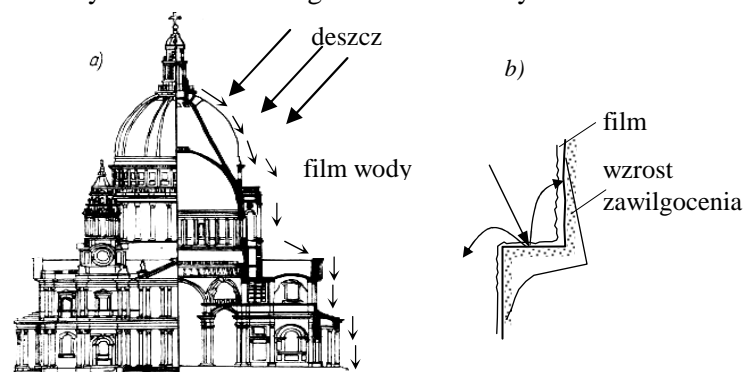
1. Wprowadzenie

Pierwotnym procesem limitującym stan zawilgocenia wyprawy zabytku jest spływ filmu cieczy po powierzchni tynku w trakcie deszczu. Następstwem jest wzrost zawilgocenia ściany i wynikające stąd procesy zniszczeń. Proces ten będziemy obecnie opisywać z pozycji zjawisk powierzchniowych.

Ruch wilgoci w porowatym materiale tynku zawiera kilka procesów składowych, a mianowicie:

- spływ filmu cieczy po powierzchni
- wnikanie wilgoci do wnętrza materiału
- wewnętrzny przepływ wilgoci w materiale.

W pracy podjęto najpierw opis pierwszego z tych procesów, ponieważ on w istocie decyduje o powodzeniu większości procesów prowadzących do ograniczenia wnikania wilgoci do ścian. Powłoki na zewnętrznych powierzchniach zabytku powinny zapobiec wnikaniu wilgoci do wnętrza materiału. Ideałem są tu rozwiązania przyrody, gdzie np. powierzchnia skóry zapewnia wydalenie wilgoci z wnętrza stanowiąc jednocześnie przeszkodę przed nieograniczonym wnikaniem wilgoci z filmu cieczy.



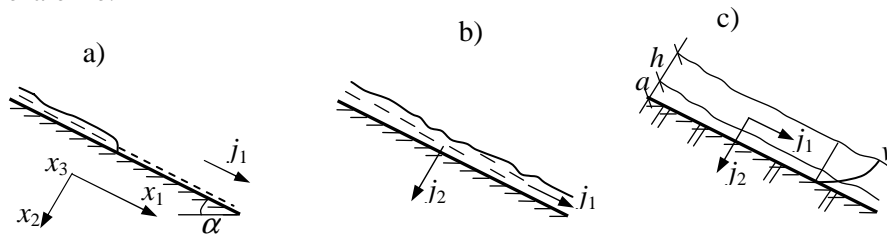
Rys. 1. Kościół św. Pawła w Londynie - elewacja frontowa

Na rys. 1 przedstawiono te detale zabytku, a głównie jego tynków i powłok zewnętrznych, gdzie spływająca po powierzchni wilgoć wnika siecią powierzchniowych kapilar do wnętrza materiału.

Spływający na powierzchni tynku film cieczy stanowi przy intensywnych opadach ciągłą warstwę cieczy. Natomiast w załamaniach powierzchni pojawiają się odpryski prowadzące do dodatkowego zawilgocenia, typowego np. dla gzymsów i otworów (rys. 1.b). Natomiast hydrofobizacja tynków zewnętrznych i malowideł wymaga znajomości własności spływającego filmu cieczy na ich powierzchni. Występuje wówczas problem określenia zarówno profilu prędkości cieczy jak i jej części wnikającej z filmu cieczy do wnętrza muru przez sieć kapilar. Tak postawione zadanie może więc mieć również wymiar praktyczny, szczególnie w ratowaniu tynków zabytkowych.

2. Problem

Analizować będziemy laminarny przepływ cienkiej warstwy cieczy po nachylonej powierzchni tynku. Powierzchnia ta jest materiałem kapilarnoporowatym z nierównościami, mającymi zasadniczy wpływ na powstanie warstwy przyściennej, po której następuje spływ cieczy. Z drugiej strony z warstwy tej następuje wnikanie wilgoci w głąb materiału. Procesy te zachodzą równocześnie, ale rzecz charakterystyczna - po wytworzeniu się filmu cieczy są niezależne.



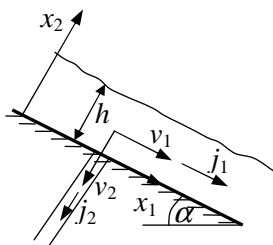
Rys. 2. Spływ filmu cieczy po powierzchni

Kolejne fazy rozbudowy filmu przedstawiono na rys. 2 - najpierw powstaje warstwa mono (rys. 2a) i polimolekularna (rys. 2b). W miarę rozbudowy warstw cieczy następuje spływ lepkiej warstwy cieczy. Zachodzą wówczas dwa niezależne procesy: - laminarny przepływ cieczy lepkiej j_1 oraz dyfuzyjne wnikanie cieczy j_2 - normalne do powierzchni tynku.

Warto jednak zauważyć, iż w pierwszej fazie (rys. 2a) procesy te są wzajemnie sprzężone tam też będzie obowiązywał inny typ równań problemu.

3. Równania problemu

Przepływy filmu cieczy po powierzchni oraz jego wnikanie do wnętrza materiału przez sieć kapilar opisujemy układem równań ruchu, zachowania masy oraz uśrednionym równaniem na przyrost grubości filmu cieczy. Oprócz tego uwzględniamy dyfuzyjne wnikanie wilgoci do materiału.



Rys. 3. Wnikanie wilgoci do wnętrza materiału

Przepływ filmu cieczy określa układ równań:

– ruchu
$$\operatorname{div} \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{F} = \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} \quad (3.1)$$

– geometrycznych
$$2\mathbf{d} = \operatorname{grad} \mathbf{v} + \operatorname{grad}^T \mathbf{v} \quad (3.2)$$

– fizycznych
$$\boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{\sigma}_0 = -\frac{1}{\rho} p \mathbf{I} + 2\mu(1 - \omega)\mathbf{d} \quad (3.3)$$

dla cieczy lepkoplastycznej i starzejącej się.

Układ tych równań dopełnia:

– bilans masy
$$\operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (3.4)$$

oraz równanie ciągłości dla grubości filmu cieczy $h(x_1, t)$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} \int_0^h v_1 dx_2 = 0 \quad (3.5)$$

Odmienny charakter posiada wnikanie dyfuzyjne wilgoci do sieci kapilar. Określa go układ równań

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}_2) = \rho R_2 \quad \text{oraz} \quad \mathbf{j}_2 = \rho \mathbf{v}_2 = -D \frac{\partial \rho}{\partial x_2} \quad (3.6)$$

Do równań tych należy dołączyć warunki początkowo-brzegowe. Zwróćmy uwagę, że otrzymany układ równań przepływu filmu cieczy i dyfuzji jest sprzężonym układem równań. Stwierdzenie to stanie się oczywiste po wprowadzeniu równań geometrycznych i fizycznych do równań ruchu filmu cieczy.

W analizowanym zadaniu można przyjąć upraszczająco, iż wystąpią w nim jedynie składowe $v_1(x_1, x_2, t)$ i $v_2(x_1, x_2, t)$ wektora prędkości cząstek filmu cieczy.

Zachodzi

$$\begin{aligned}\frac{\partial v_1}{\partial t} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + v_2 \frac{\partial v_1}{\partial x_2} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_1} + \mu(1-\omega) \left(\frac{\partial^2 v_1}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 v_1}{\partial x_2^2} \right) + g \sin \alpha \\ \frac{\partial v_2}{\partial t} + v_1 \frac{\partial v_2}{\partial x_1} + v_2 \frac{\partial v_2}{\partial x_2} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_2} + \mu(1-\omega) \left(\frac{\partial^2 v_2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 v_2}{\partial x_2^2} \right) + g \cos \alpha \\ \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} &= 0 \\ \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} \int_0^h v_1 dx_2 &= 0\end{aligned}$$

Z podanego układu równań uzupełnionego o warunki brzegowe i początkowe należy wyznaczyć składowe wektora prędkości x_1, x_2 , ciśnienie p oraz grubość filmu $h(x_1, t)$.

4. Stacjonarne przepływy filmu cieczy

Zasadnicze uproszczenia rozważań uzyskamy, kiedy założymy stacjonarny przepływ cieczy tj. $\dot{\mathbf{v}} \approx 0$ oraz $\text{grad } \mathbf{v} \approx 0$. Ponadto założymy, iż znika składowa normalna wektora prędkości $v_2 \approx 0$. Przypadek ten zachodzi, kiedy film cieczy spływa po nieruchomej warstwie cieczy zaadsorbowanej na powierzchni. Natomiast z przeciwnej strony z warstwy tej dyfunduje wilgoć do wnętrza materiału przez sieć kapilar. W konsekwencji wystąpi jedynie składowa $2d_{12} = v_1(x_2, t)_{,2}$ tensora prędkości odkształceń z którą związana jest współrzędna $\sigma_{12} - \sigma_{12}^0 = \mu(1-\omega)v_{1,2}$ tensora naprężeń $\boldsymbol{\sigma}$ ($p \approx 0$).

Ostatecznie równanie przepływów stacjonarnych przyjmie formę

$$\mu(1-\omega) \frac{\partial^2 v_1}{\partial x_2^2} + g \sin \alpha = 0 \quad (4.1)$$

Całka tego równania ma postać

$$v_1 = -g \sin \alpha \frac{x_2^2}{2} + Cx_2 + D \quad (4.2)$$

Na brzegu $x_2 = a$ jest $v_1 = v_1^0$ a na $x_2 = a + h$, $\frac{\partial v_1}{\partial x_2} \approx 0$

stąd

$$v_1 - v_1^0 = -\frac{1}{2} g \sin \alpha (a^2 - x^2 + 2(a+b)(x_2 - a)) \quad (4.3)$$

Podany rozkład prędkości dotyczy obszaru $a < x_2 \leq a+h$ znajdującego się nad warstwą cieczy, gdzie dominuje ciśnienie rozklinowujące w bezpośrednim obszarze kontaktu ciecz - faza stała.

5. Dyfuzyjne wnikanie wilgoci do materiału

W uproszczonym ujęciu problemu analizować będziemy niezależnie zmiany w warstwie przypowierzchniowej wywołane ciśnieniem rozklinowującym π oraz przepływy dyfuzyjne w głąb materiału.

Rozkład ciśnienia rozklinowującego π wyznaczymy z jego izotermy, uwzględniając jedynie molekularną składową tej wielkości (por.[2,3]). Ciśnienie rozklinowujące znika dla $h = a$, a przyjmuje wartość największą π_0 na brzegu fazy stałej, stąd

$$\pi(h) = \pi_0 \left(1 - \frac{8a^3}{(h+a)^3}\right) \quad (5.1)$$

Podany rozkład ciśnienia rozklinowującego pozwala w stosunkowo prosty sposób opisać wnikanie wilgoci przez sieć kapilar. Główne uproszczenie polega tutaj na przyjęciu stacjonarnego opisu przepływów wilgoci w cienkich filmach cieczy na powierzchni materiału.

Dyfundująca w sieci kapilar wilgoć powinna spełniać równanie parcjalnych bilansów masy

$$\frac{\partial \rho^2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_2} (\rho^2 v_2) = 0 \quad (5.2)$$

oraz równanie fizyczne na strumień masy $\rho^2 v_2 = -D \frac{\partial p_2}{\partial x_2}$, stąd dla $\dot{\rho}^2 \approx 0$

otrzymamy

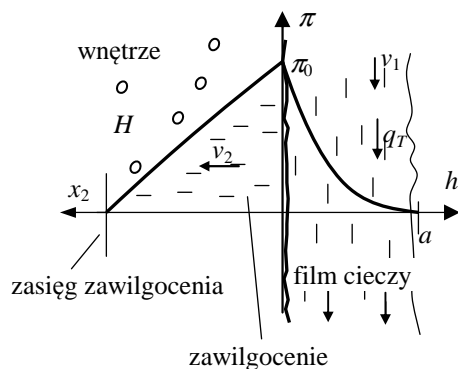
$$-D \frac{\partial^2 p_2}{\partial x_2^2} = 0 \quad (5.3)$$

Na brzegu $x_2 = 0$ ciśnienie $p_2 = \pi_0$, a w odległości $x_2 = H$ nie stwierdzamy zawilgocenia podłoża po którym spływa film cieczy.

Po spełnieniu warunków brzegowych uzyskujemy następujący rozkład ciśnień w sieci kapilar

$$p_2 = \pi_0 \left(1 - \frac{x_2}{H}\right) \quad (5.4)$$

Ten stosunkowo prosty wzór pozwala na ocenę stopnia zawilgocenia materiału w wyniku spływu filmu cieczy po jego powierzchni.



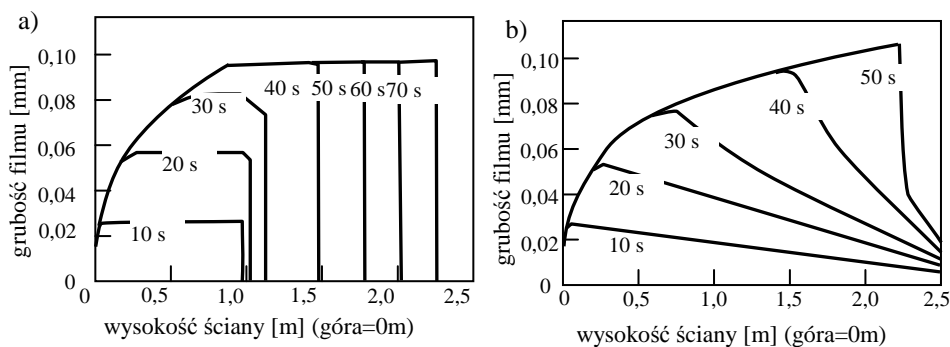
Rys. 4 Zasięg zawilgocenia

6. Wyniki pomiarów

Przeprowadzone pomiary spływu filmu cieczy po pionowej ścianie dotyczyły wyidealizowanego przypadku przepływu przez materiał nieporowaty. Oznacza to, iż nie dochodzi do adsorpcji wilgoci w sieci kapilar.

W chwili początkowej na suchej ścianie powstawał film cieczy, którego front przesuwał się w dół ściany. Po pierwszej, niestacjonarnej fazie przepływu z upływem czasu mamy spływ stacjonarny - stabilizuje się wówczas grubość filmu cieczy.

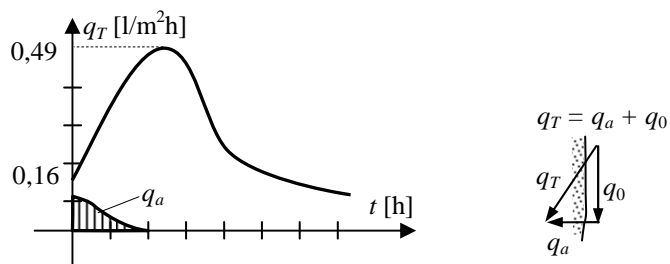
Analizowane są dwa przypadki spływu filmu cieczy. W pierwszym z nich (a) mamy stałą warstwę spływającej cieczy $q_r = 10 \text{ l/m}^2\text{h}$. Natomiast w drugim przypadku (b) spływ filmu cieczy maleje od $q_r = 10 \text{ l/m}^2\text{h}$ do $q_r = 1 \text{ l/m}^2\text{h}$.



Rys. 5. Profile grubości filmów cieczy przy a) - stałym strumieniu filmu $q_r = 10$ l/m^2h oraz b) przy malejącym strumieniu filmu cieczy od 10 do 1 l/m^2h

Uzyskane rozkłady pozwalają oceniać zmiany grubości filmu cieczy w miarę narastania spływu wilgoci po ścianie.

Istotniejsze wyniki dotyczą adsorpcji wilgoci w głąb materiału przez sieć kapilar. Analizuje się tu ścianę ceglana o grubości 10 cm. Współczynnik adsorpcji wilgoci ściany wynosił $0,188 \text{ kg/m}^2\text{s}^{1/2}$ a ilość wilgoci zawartej w kapilarach $w_c=157 \text{ kg/m}^3$. Współczynnik przewodności cieplnej $\lambda = 0,7 \text{ W/m}^2\text{K}$.



Rys. 6. Zmiany filmu cieczy na powierzchni porowatej tynku

Ze zmian czasowych strumienia spływającego filmu cieczy wnosimy, iż tylko w pierwszej godzinie spływu obserwujemy znaczny wzrost strumienia zaadsorbowanego przez kapilary filmu cieczy. Później po napełnieniu kapilar wilgocią następuje spływ cieczy po powierzchni.

7. Podsumowanie

W pracy analizuje się spływ warstewki cieczy po powierzchni tynku. Z uwagi na kapilarno–porowatą strukturę tynku spływowi temu towarzyszy dyfuzyjne wnikanie wody w strukturę materiału. W konsekwencji rośnie zawilgocenie ścian. Mamy tu do czynienia z dwoma równoległe zachodzącymi procesami: spływu warstwy cieczy po powierzchni tynku i jego dyfuzji do wnętrza materiału.

W pracy przedstawiono najprostszy, rozprężony model procesu, który może posłużyć do oszacowania własności cienkich warstw powłok hydrofobizujących, a wprost na ich ocenę na podstawie eksperymentu.

Literatura

- [1] BOYADIEV Ch., BERCHOV V.: Mass transfer in liquid film flows, Publ. House of the Bulg. Acad. of Sciences, Sofia, 1984
- [2] DIERAGIN B.V.: Smacziwajuszczije plenki, Izd. Nauka, Moskwa, 1984
- [3] KUBIK J.: Przepływy wilgoci w materiałach budowlanych, Wyd. PO, Opole, 2000